Б. М. Яворский

Как распространяются свет и электрический ток

ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

Б. М. ЯВОРСКИЙ

КАК РАСПРОСТРАНЯЮТСЯ СВЕТ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1958 ЛЕНИНГРАД

В книге рассказано о физических явлениях, протекающих при возникновении и распространении света и при прохождении электрического тока в твердых телах. Предварительно приведены необходимые сведения из кинетической теории газов и современные физические воззрения на строение атома.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников в области энергетики.

АВТОР БОРИС МИХАЙЛОВИЧ ЯВОРСКИЙ — КАК РАСПРОСТРАНЯЮТСЯ СВЕТ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

Редактор *И. В. Антик* Техн. редактор *А. М. Фридкин*

Сдано в набор 18/III 1958 г. Подписано к печати 5/VII 1958 г.
Бумага $84 \times 108^1/_{32}$ 7,38 п. л. 8,5 уч.-изд. л.
Т-07101. Тираж 30 000 экз. Цена 4 р. 25 к. Зак. 1137.

Типография Госэнергоиздата, Москва, Шлюзовая наб., 10

ПРЕДИСЛОВИЕ

Замечательные успехи современной физики в самых разнообразных ее областях, глубокое взаимное проникновение физики и техники являются отличительными особенностями нашего времени. Выдающиеся достижения советской науки — запуск искусственных спутников Земли, устойчивая работа первой в мире электростанции, работающей на энергии атомных ядер, и создание в VI пятилетке новых атомных электростанций мощностью по 200—250 тыс. *квт* свидетельствуют о том, что пути развития советской энергетики, намеченные решениями XX съезда КПСС, все теснее переплетаются с физикой. В этих условиях широкие круги инженерно-технических работников энергетиков проявляют живейший интерес к различным проблемам современной физики.

В этой книге рассказано о том, как возникает и распространяется свет и каковы современные физические представления об электрических свойствах твердых тел.

Современная физика внесла серьезные изменения в наши представления о природе и свойствах света, о процессах возникновения и распространения электрического тока в различных твердых телах. Недостаточная наглядность многих современных физических идей создает особые трудности для их понимания. Приходится пересматривать некоторые привычные взгляды, и при этом далеко не всегда можно представить себе на модели суть физического явления. По мере того как физика глубже раскрывает законо-

мерности явлений, происходящих в мире атомов и молекул, привычные представления и модели оказываются все менее пригодными. Между тем достижения современной физики настолько органически связаны с техникой и используются в промышленности, что инженерам-практикам необходимо преодолевать трудности, связанные с овладением некоторыми основами современной физики.

Изложение затронутого в книге сравнительно узкого круга современных физических идей потребовало привлечения некоторых сведений из атомной физики и физики твердого тела. Пришлось также использовать некоторые результаты кинетической теории газов. Общий уровень изложения предполагает, что читатель имеет известную подготовку по физике и математике, хотя в целях доступности в книге не применяется высшая математика.

Во втором издании сокращена глава, посвященная кинетической теории газов, и переработаны главы об электрических свойствах твердых тел.

Большую помощь в написании первого издания этой книги оказал мне проф. В. А. Фабрикант, прочитавший рукопись и сделавший ряд очень ценных замечаний. Я приношу ему свою глубокую благодарность.

Автор

ГЛАВА ПЕРВАЯ

НЕОБХОДИМЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ

1. ДАВЛЕНИЕ ГАЗА. СКОРОСТИ МОЛЕКУЛ

Для понимания вопросов, которые будут рассмотрены в следующих главах, необходимо более подробно познакомиться с некоторыми вопросами кинетической теории газов. Если учесть огромное число частиц газа в единице объема (в 1 *см*³ газа при нормальных внешних условиях содержится $2{,}7 \cdot 10^{19}$ молекул), станет ясно, что изучать свойства газа, наблюдая за отдельной молекулой, невозможно. В таких явлениях, где приходится иметь дело с очень большим числом частиц, прибегают к статистике. Статистическое описание проведения огромного числа молекул основывается на важнейшей особенности движения молекул—полной беспорядочности этого движения: для молекул, находящихся в замкнутом сосуде, любые положения и любые направления скорости могут встретиться одинаково часто, они, как говорят, равновероятны. Такие молекулы напоминают мух, летающих внутри закрытого ящика.

Давление газа возникает в результате соударений молекул со стенками сосуда. Средняя сила, с которой молекулы газа действуют на стенку, зависит от массы молекулы и тех скоростей, которые имеют молекулы газа.

Если скорость молекулы возрастает, то растет число ударов молекул о стенку сосуда, и при каждом ударе молекула производит большее воздействие на стенку. Можно показать, что давление газа пропорционально квадрату скорости его молекул.

Среднее давление, оказываемое газом на стенку сосуда, представляет собой силу, действующую на единицу поверхности.

В кинетической теории газов доказывается весьма важное соотношение, указывающее на зависимость давления

газа от его объема и скорости газовых молекул. Если однородный газ с плотностью d находится в объеме V произвольной формы, то давление газа подсчитывается по формуле

$$p=\frac{1}{3}du^2, \quad \text{или} \quad u=\sqrt{\frac{3p}{d}}. \qquad (1)$$

Для водорода при нормальных условиях скорость молекулы оказывается равной 1 839 *м/сек*. Это приблизительно скорость пули! На первый взгляд этот результат вызывает недоумение: хорошо известно, что запахи различных газов распространяются вовсе не так быстро! Недоумение разрешается просто. При выводе формулы (1) считается, что все молекулы движутся с одинаковой скоростью и совершенно независимо друг от друга. Легко сообразить, что если бы даже такое состояние в газе и существовало вначале, оно не смогло бы сохраняться сколько-нибудь долго. Дело в том, что молекулы газа сталкиваются не только со стенками сосуда, но и между собой. Это непременно приведет к перераспределению скоростей между молекулами.

При соударении молекул их скорости могут изменяться только так, чтобы среднее значение квадрата скорости молекул не изменялось. Это легко понять на примере соударения двух молекул под прямым углом. Пусть одинаковые молекулы A и B, представляющие собой упругие шарики одинаковой массы, движутся со скоростями u_A и u_B перпендикулярно друг другу (рис. 1). После столкновения молекула A передаст по законам упругого удара шаров всю свою скорость молекуле B. После удара молекула B получит бо́льшую, чем до удара, скорость u'_B. При упругом ударе кинетическая энергия не должна изменяться, поэтому

$$\frac{1}{2}mu_A^2+\frac{1}{2}mu_B^2=\frac{1}{2}mu_B'^2,$$

или

$$u_A^2+u_B^2=u_B'^2.$$

Таким образом, сумма квадратов скоростей, а следовательно, и среднее значение квадрата скорости молекул не изменяются при упругом соударении. Это замечание позво-

ляет несколько уточнить формулу (1). Она должна быть записана следующим образом:

$$p = \frac{1}{3} d\overline{u^2}, \qquad (1')$$

или

$$\sqrt{\overline{u^2}} = \sqrt{\frac{3p}{d}}.$$

В последних формулах $\overline{u^2}$ означает среднее значение квадрата скорости молекул.

Обычно $\sqrt{\overline{u^2}}$ называют *средней квадратичной скоростью*. Для газов при температуре 0° С средняя

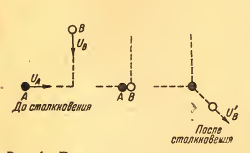


Рис. 1. При соударении двух молекул, движущихся перпендикулярно друг к другу, одна из них останавливается, а другая увеличивает свою скорость так, чтобы среднее значение квадрата скорости не изменилось.

Рис. 2. Путь молекулы вследствие частых соударений представляет собой сложную зигзагообразную линию.

квадратичная скорость измеряется сотнями и тысячами метров в секунду. В результате частых соударений *каждая* молекула описывает весьма сложный зигзагообразный путь по звеньям ломаной траектории (рис. 2). Именно поэтому запахи газов сравнительно медленно распространяются из одного конца помещения в другой.

2. СРЕДНЯЯ ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА

Длина того пути, который молекула пролетает в среднем между двумя последовательными соударениями, является важной характеристикой поведения частиц газа. Эта длина называется *средней длиной свободного пробега*. Нетрудно установить, от каких величин долж-

на зависеть средняя длина свободного пробега. Она определяется числом столкновений, которое испытывает некоторая молекула при движении среди других молекул. Для вычисления средней длины свободного пробега можно упрощенно все остальные молекулы считать неподвижными, «замерзшими» на месте. Тогда движущаяся молекула пролетает через газ, состоящий из неподвижных шаров, и столкновение наступит в том случае, когда центр движущейся молекулы сблизится с центром неподвижной на расстояние, равное диаметру молекулы d (рис. 3). Предположим, что мы стреляем в лесу и интересуемся числом деревьев, в которые при этом можно попасть за 1 *сек*. Это число, очевидно, будет пропорционально толщине каждого дерева, числу деревьев и скорости пули. Подобно этому решается задача о числе столкновений молекулы. Простое вычисление показывает, что число столкновений z, которое испытывает в 1 *сек*. молекула, пропорционально числу n молекул в 1 $см^3$, учетверенному «поперечному сечению» молекулы πd^2 и ее скорости u:



Рис. 3. При ударе двух сферических молекул их центры сближаются на расстояние, равное диаметру молекулы.

$$z = \pi d^2 u n. \tag{2}$$

Средняя длина свободного пробега λ определится из очевидного соотношения, выражающего тот факт, что путь молекулы за 1 *сек* представляет собой z средних свободных пробегов λ:

$$u = \lambda z. \tag{2'}$$

Отсюда

$$\lambda = \frac{1}{\pi d^2 n}. \tag{3}$$

Упрощение, которое внесено предположением, что все молекулы, кроме одной, неподвижны, лишь очень незначительно изменяет результат по сравнению со строгим решением задачи. Если учесть, что в действительности все молекулы двигаются друг относительно друга и притом с различными скоростями (см. об этом дальше в § 3), можно получить формулу, отличающуюся от (3) численным коэффициентом. Ясно, что с ростом числа молекул и увеличением размеров каждой частицы средний свободный пробег должен уменьшаться. Поскольку для данного газа

диаметр молекулы есть величина постоянная и, кроме того, число молекул в 1 *см*³ газа пропорционально давлению, можно сказать, что

$$\lambda = \frac{\text{const}}{p}. \tag{4}$$

Средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна давлению газа.

Другими словами, для данного газа при различных давлениях p_1 и p_2 имеем:

$$\lambda_1 p_1 = \lambda_2 p_2. \tag{5}$$

При нормальных условиях средняя длина свободного пробега равна приблизительно 10^{-5} *см*. Например, для воздуха при 0° С и 760 *мм рт. ст.* $\lambda = 0{,}9 \cdot 10^{-5}$ *см*. При этом молекулы воздуха движутся со скоростью, приблизительно равной 500 *м/сек*, и, следовательно, каждая молекула в 1 *сек* испытывает пять миллиардов столкновений! В этом и заключается причина сравнительно медленного распространения запахов в комнате! Средняя длина свободного пробега быстро растет с уменьшением давления. Например, при давлении 10^{-4} *мм рт. ст.* $\lambda \approx 1$ *м*, а при разрежении 10^{-7} *мм рт. ст.* средняя длина свободного пробега становится равной 1 *км*.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛ ПО СКОРОСТЯМ

Как уже указывалось, предположение о том, что все молекулы движутся с одинаковыми скоростями, является весьма грубым. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что в газе в результате случайных столкновений молекул некоторые из них обладают очень большими скоростями, другие—средними, третьи—очень малыми. Распределение молекул по скоростям подчиняется определенному закону, установленному теоретически Д. Максвеллом. Ввиду важности закона распределения молекул по скоростям для рассмотрения ряда вопросов, которые будут дальше обсуждаться, мы остановимся на нем несколько подробнее. Если представить себе, что все молекулы, находящиеся в единице объема, в какой-то момент времени находятся в точке, которая является началом координат, а затем разлетаются, то через 1 *сек* все они займут некоторые положения. Молекулы пролетят за это время расстояния, равные их ско-

рости u. Если бы все молекулы двигались с одинаковой скоростью, они через 1 *сек* оказались бы на поверхности сферы с радиусом u. Ввиду того, что скорости молекул неодинаковы, все они через 1 *сек* некоторым образом распределятся в пространстве. Фотография положения молекул через 1 *сек* показала бы, что определенная доля общего числа молекул попадет на сферу с радиусом u, точнее говоря, окажется между сферой с радиусом u и другой, бесконечно близкой к ней сферой с радиусом $u+du$ (рис. 4). Максвеллу удалось вычислить эту долю

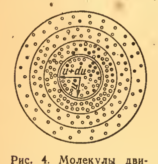


Рис. 4. Молекулы движутся с различными скоростями. Вылетев одновременно из начала координат, они через 1 *сек* распределились бы по поверхностям сфер различных радиусов u.



Рис. 5. Кривые закона распределения молекул по скоростям при двух температурах. Лишь небольшая доля общего числа молекул имеет очень малые и очень большие скорости.

молекул и найти выражение для наиболее вероятного распределения молекул по скоростям в газе, имеющем определенную температуру.

На рис. 5 изображены кривые закона распределения молекул по скоростям при различных температурах. По оси абсцисс отложены скорости молекул, по оси ординат—доли общего числа молекул, обладающих данными скоростями. Из кривых видно, что лишь небольшая часть молекул обладает очень большими и очень малыми скоростями. Закон Максвелла позволяет вычислить, какая именно часть от общего числа молекул имеет данную скорость. Например, из 10 000 молекул кислорода при комнатной температуре лишь 12 молекул имеют скорости, лежащие в пределах между 600 и 601 *м/сек*.

Кривые закона распределения молекул по скоростям показывают, что существует так называемая **наиболее**

вероятная скорость, которой обладает наибольшее число молекул.

Скорости большинства молекул близки к наиболее вероятной. Оказывается, например, что лишь миллионная доля молекул имеет скорости, в 4 раза превосходящие ее.

На кривых рис. 5 видно, как влияет изменение температуры на характер распределения молекул по скоростям. С повышением температуры максимум кривой сдвигается вправо. Это означает, что газ обогащается более быстрыми молекулами: наиболее вероятная скорость молекул возрастает.

Кривые закона распределения молекул по скоростям указывают на отсутствие предельно большой скорости для молекул газа. Это хорошо понимал М. В. Ломоносов. Анализируя природу тепла как особого движения, он говорил, что невозможно представить себе движение с такой большой скоростью, чтобы нельзя было вообразить себе движение с еще большей скоростью.

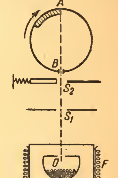


Рис. 6. Экспериментальная проверка закона распределения молекул по скоростям методом вращающегося цилиндра *AB*. Смещение следа молекул на внутренней стенке цилиндра тем меньше, чем быстрее движутся молекулы.

Формулы для определения скорости молекул и закон распределения молекул по скоростям проверялись экспериментально. Один из многочисленных методов заключался в следующем (рис. 6). В электрической печи *F* испарялся висмут. Пары его узким пучком попадали внутрь вращающегося цилиндра *AB*. Попадание происходило в те моменты, когда отверстие *B* цилиндра находилось на одной прямой с диафрагмами S_1 и S_2. За время

$$t = \frac{2R}{u} \tag{6}$$

молекула пролетала путь, равный диаметру цилиндра $2R$. За то же время каждая точка цилиндра смещалась на расстояние

$$x = 2\pi Rft, \tag{6'}$$

где f — число оборотов цилиндра в секунду.

Поэтому молекула попадала не в точку A цилиндра, а в точку, отстоящую от нее на x *см* в направлении, противоположном вращению.

В цилиндр вставлялся приемник молекул, и оптическими методами измерялась толщина осадка в различных местах приемника. Для данной температуры можно было рассчитать распределение толщины осадка, которое вытекало из максвелловского закона распределения молекул висмута по скоростям. Все систематические ошибки эксперимента, связанные с недостаточным вакуумом, присутствием примесей в висмуте и другими причинами, могли быть учтены. Получилось прекрасное совпадение между результатами опыта и вычислениями.

В этом опыте можно было определить также и среднюю скорость молекул газа. Для этого нужно было измерить расстояние x и использовать формулы (6) и (6').

Результаты этих опытов и многих аналогичных экспериментов подтвердили выводы кинетической теории газов. Оказалось возможным определить средние скорости, средние длины свободных пробегов и другие кинетические характеристики молекул газов. Сведения из кинетической теории позволили также определить размеры молекул. Эти размеры столь малы, что подходящим масштабом для их измерения является стомиллионная доля сантиметра — один ангстрем ($1\ \text{Å} = 10^{-8}$ *см*).

4. ЭНЕРГИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ГАЗА

Для кинетической теории газов понятие температуры является на первый взгляд чуждым, поскольку отдельные молекулы газа характеризуются своими скоростями, и не имеет смысла говорить о температуре одной молекулы. Однако температуру можно легко увязать с энергией поступательного движения молекул. В самом деле, соотношение (1) можно переписать так:

$$pV = \frac{2}{3}\left(\frac{N m \overline{u^2}}{2}\right). \tag{7}$$

Для этого нужно только учесть, что плотность газа d равна

$$d = \frac{Nm}{V},$$

где N — общее число молекул газа, а m — масса одной молекулы.

Это значит, что произведение давления газа на его объем пропорционально средней кинетической энергии поступательного движения молекул газа. С другой стороны, согласно известному уравнению состояния для идеальных газов:

$$pV = RT. \qquad (7')$$

В этом уравнении, помимо уже известных величин, R — так называемая универсальная газовая постоянная, равная $8{,}3 \cdot 10^7$ *эрг/град · г-моль*, или приблизительно 2 *кал/град · г-моль*. Из сравнения (7) и (7′) видно, что абсолютная температура газа T пропорциональна средней кинетической энергии поступательного движения молекул газа. Отсюда между прочим следует, что температура ниже абсолютного нуля невозможна, ибо кинетическая энергия не может быть отрицательной величиной.

М. В. Ломоносов в своем знаменитом «Рассуждении о твердости и жидкости тел» установил физическую природу теплоты и, рассуждая о «высшей степени теплоты» (невозможной, по М. В. Ломоносову) и «крайней степени холода», впервые пришел к представлению об абсолютном нуле температуры, как таком состоянии, когда дальнейшее уменьшение движения частиц вещества невозможно.

Следует отметить, что соотношение (7) приводит к утверждению, что средняя кинетическая энергия поступательного движения грамм-молекулы любого идеального газа одинакова при данной температуре. Действительно, формулы (7) и (7′) непосредственно приводят к этому выводу, если учесть, что для двух газов при одинаковых температурах и давлениях в равных объемах содержится равное число молекул.

5. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ

Если повысить температуру вещества (в частности, газа) на 1° С, то на это потребуется количество теплоты, которое называется теплоемкостью вещества. Если газ помещен в сосуд постоянного объема, все получаемое им тепло переходит в энергию поступательного и вращательного движения молекул, а также энергию внутримолекулярных колебаний. В этом случае говорят о теплоемкости при постоянном объеме и относят ее обычно к грамм-молекуле [1] вещества (молярная теплоемкость газа при постоянном объеме C_V). Для простейшей молекулы, состоящей из одного

[1] Грамм-молекулой называется количество вещества в граммах, численно равное его молекулярному весу.

атома, можно не принимать во внимание вращательной энергии и энергии внутримолекулярных колебаний. В этом случае за счет поступающего тепла должно происходить увеличение кинетической энергии поступательного движения.

Из формулы (7) и (7′) вытекает, что в этом случае

$$\frac{N m \overline{u^2}}{2} = \frac{3}{2} RT. \tag{8}$$

Следовательно, приращение энергии грамм-моля при нагревании на 1° С составляет $^3/_2 R$, или 2,98 *кал/град · г-моль*. Это и будет C_V для таких газов.

Для молекул, состоящих из нескольких атомов, способных к вращению и к внутримолекулярным колебаниям, молярная теплоемкость C_V должна быть больше; эти движения также должны поглотить определенное количество тепла. Таким образом, значение теплоемкости дает представление о степени сложности строения молекулы. Так, для двухатомных газов молярная теплоемкость будет не $^3/_2 R$, а $^5/_2 R$. Это можно объяснить, если внимательнее проследить характер движения молекул такого газа. Можно представить себе двухатомную молекулу в виде гантели, состоящей из двух жестко связанных шаров (рис. 7). Центр тяжести такой молекулы может двигаться, как всякая точка в пространстве, в любом направлении. Это поступательное движение может быть разложено по трем осям координат и соответствует трем движениям по осям X, Y и Z. Чтобы «закрепить» центр тяжести, определить его положение, необходимо фиксировать три его координаты. Но и при «закреплении» положения центра тяжести жесткая молекула может совершать еще вращательные движения.



Рис. 7. Модель «жесткой» двухатомной молекулы.

Для того чтобы совершенно «закрепить» молекулу в определенном положении в пространстве, необходимо, кроме того, задать углы, составляемые осью молекулы с координатными осями. Два таких угла определят положение оси молекулы в пространстве (третий угол можно определить по известным двум). Таким образом, пять независимых друг от друга величин определяют положение двухатомной молекулы в пространстве. Часто говорят, что такая молекула имеет п я т ь с т е п е н е й с в о б о д ы. Ясно, что одноатомная молекула, у которой не может быть вращательных движений, имеет только три степени свободы.

Очень малый шарик, движущийся по столу, обладает двумя степенями свободы, а этот же шарик, когда он движется по желобу, имеет одну степень свободы. Число степеней свободы молекул газа связано с его молярной теплоемкостью. Причина этого заключается в том, что при наличии нескольких степеней свободы у молекулы ее энергия также состоит из нескольких независимых слагаемых. При этом число независимых слагаемых, на которые распадается общий запас энергии, равно числу степеней свободы. Существует закон, согласно которому эти слагаемые равны и, следовательно, энергия равномерно распределяется между всеми степенями свободы.

Из соотношения (8) легко установить, что **на одну степень свободы** приходится энергия грамм-молекулы, равная $\frac{1}{2}RT$. Действительно, формула (8) написана для одноатомного газа с тремя степенями свободы, поскольку учитывалось лишь поступательное движение и вся энергия грамм-молекулы состояла из кинетической энергии поступательного движения. Эта энергия $\frac{3}{2}RT$ состоит из трех равных частей $\frac{1}{2}RT$.

Это значит, что полная энергия E грамм-молекулы газа, имеющего i степеней свободы, равна:

$$E = i\frac{RT}{2}, \tag{9}$$

или

$$C_V = i\frac{R}{2}. \tag{10}$$

В области средних температур вычисленные таким образом теплоемкости находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

По формуле (10) теплоемкость C_V данного газа должна быть постоянной и зависит только от структуры его молекул. Между тем опыт показывает, что теплоемкость зависит от температуры, убывая с понижением температуры. Особенно сильно эта зависимость сказывается при низких температурах. Если исходить из закона равномерного распределения энергии по степеням свободы, то объяснить это невозможно. В современной квантовой физике установлено, что закон равномерного распределения энергии по степеням свободы имеет приближенный характер и справедлив только при достаточно высоких температурах. Только тогда имеет место простая прямая пропорциональность между энергией, приходящейся на одну степень свободы, и температурой.

На рис. 8 изображена зависимость этой энергии от температуры, которая получена в квантовой теории (кривая *2*). Там же показана прямая пропорциональность, которую дает классическая кинетическая теория газов (прямая *1*). Сложный характер зависимости средней энергии от температуры позволил объяснить, почему теплоемкость газов убывает с понижением температуры и как происходит это убывание.

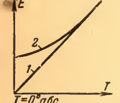


Рис. 8. Графики зависимости от температуры средней энергии, приходящейся на одну степень свободы. Прямая пропорциональность в классической теории (*1*) заменяется в квантовой теории более сложной зависимостью при низких температурах (*2*).

Дело в том, что с понижением температуры различные движения молекулы постепенно «замораживаются» и перестают поглощать тепло.

6. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Для твердого тела, о котором пойдет речь в дальнейшем, можно простым рассуждением вычислить теплоемкость одного грамм-атома. Тепловое движение частиц твердого тела резко отличается от движения молекул газа. В то время как молекулы газа хаотически движутся в объеме сосуда и поэтому газ всегда занимает любой предоставленный ему объем, частицы твердого тела расположены правильным образом в узлах так называемой кристаллической решетки и могут совершать тепловые колебания относительно своих средних положений. Колеблющаяся частица твердого тела обладает не только кинетической, но и потенциальной энергией. Можно показать, что в среднем эти энергии одинаковы, и поэтому общий запас энергии частицы, колеблющейся в некотором направлении, оказывается в 2 раза бо́льшим, чем у молекулы одноатомного газа. Предположим, что в грамм-атоме твердого тела имеется N частиц, каждая из которых имеет три степени свободы. На каждую степень свободы одной частицы твердого тела приходится $\frac{R}{N}T$ энергии. Вся энергия грамм-атома твердого тела получится в $3N$ раз бо́льшей и будет равна:

$$E = 3RT. \qquad (11)$$

Для теплоемкости C_V это дает значение $3R$, т. е. приблизительно 6 *кал/град·г-атом*. Такое значение теплоемкости

действительно получается экспериментально в области средних температур. При низких температурах необходимо принимать во внимание те уточнения, которые внесены в теорию теплоемкостей квантовой физикой. Они объясняют обнаруженный экспериментально факт уменьшения теплоемкости твердых тел с понижением температуры.

ГЛАВА ВТОРАЯ

АТОМНОЕ СТРОЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

7. АТОМНАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ

Успехи химии и кинетической теории привели к утверждению атомистических взглядов на структуру вещества. Изучение электрических явлений, начатое в глубокой древности (600 лет до н. э.), позволило науке проникнуть в глубь атома. С тех пор, как было обнаружено, что натертый шерстью янтарь притягивает легкие предметы, началась история изучения электричества. Большую роль в развитии учения об электричестве сыграли исследования атмосферного электричества. Оно было тщательно изучено М. В. Ломоносовым совместно с петербургским академиком Г. В. Рихманом и независимо от них Б. Франклином. Франклин открыл закон, устанавливающий, что при электризации тел одновременно появляются в равных количествах оба рода электричества. Г. В. Рихман впервые провел исследования с электрическим указателем и трагически погиб от шаровой молнии. Наблюдения над атмосферным электричеством, проведенные М. В. Ломоносовым, привели его к мысли, что причиной явления должны быть вертикальные воздушные течения. Ему принадлежат также выдающиеся идеи об электрической природе северных сияний и о связи электрических явлений с оптическими. М. В. Ломоносов впервые высказал мысль о возможности количественных электростатических измерений, осуществленную впоследствии в абсолютном электрометре.

В середине XVIII в. был установлен качественный характер взаимодействия электрических зарядов. Вскоре закону взаимодействия наэлектризованных тел была придана математическая форма (закон Кулона).

На развитие представлений о природе электричества серьезное влияние оказало первоначальное учение о теплоте как особой жидкости. Вначале по аналогии предполагалось наличие в телах особой «электрической жидкости». Избыток или недостаток этой жидкости у данного тела по

сравнению с другим, незаряженным, означал наличие у тела положительного (стеклянного) или отрицательного (смоляного) электричества. «Жидкостные» теории электричества в различных формах, подобные теориям об особом тепловом веществе — теплороде, были первыми попытками понять сущность электрических явлений.

Вплоть до середины XIX в. исследования электрических явлений не привели к определенным воззрениям на их природу.

Поразительные по своей точности законы прохождения электрического тока через жидкости, установленные М. Фарадеем, открыли новую страницу в учении об электричестве. Из законов электролиза вытекала атомная структура электрических зарядов. Законы Фарадея показали, что каждый ион в электролите несет на себе один или несколько элементарных зарядов электричества.

«Если мы принимаем существование атомов химических элементов, то мы никоим образом не можем избежать дальнейшего заключения, что и электричество, как положительное, так и отрицательное, также разделено на определенные элементарные количества, которые ведут себя как „атомы электричества"»,—говорил Гельмгольц в речи памяти Фарадея. Величина «атома» электричества была найдена следующим образом. По закону электролиза один грамм-эквивалент[1] вещества осаждается на электроде при прохождении через раствор 96 500 *к* электричества. Разделив эту величину на число атомов в грамм-атоме — число Авогадро, можно получить величину элементарного заряда *e*. Название электрон впоследствии сохранилось за отрицательно заряженной элементарной частицей электричества. Положительный элементарный заряд был назван протоном. Через четверть века после первых высказываний об атомизме электричества экспериментально были обнаружены «атомы» электричества, измерен их заряд, масса и изучено поведение зарядов в различных условиях.

8. ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА

Остановимся несколько подробнее на экспериментальном определении важнейшей характеристики электрона — величины элементарного электрического заряда *e*. Первые попытки непосредственного измерения заряда электрона были

[1] Грамм-эквивалентом вещества называется его весовое количество, численно равное отношению атомного веса к валентности.

основаны на известном свойстве всякой заряженной частицы, находящейся в насыщенном паре, являться центром конденсации. Идея многочисленных опытов состояла в том, чтобы измерить заряд водяных капель, образовавшихся на ионах, находящихся в насыщенном паре. Эти опыты производились таким образом, что они могли дать только с р е д н е е значение элементарного заряда, вычисленное из суммарного заряда большого числа частиц.

Более точное измерение заряда электрона было осуществлено на отдельных заряженных частицах, помещенных

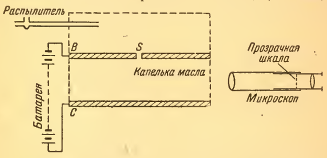


Рис. 9. Схема измерения заряда электрона методом конденсатора. Заряженная капелька масла в конденсаторе находится в поле зрения микроскопа.

в электрическое поле. Метод состоял в том, что заряженная капля масла помещалась между двумя горизонтальными пластинами конденсатора. Измерялись скорость падения капли под действием силы тяжести и скорость подъема заряженной капли под действием электрического поля конденсатора. Упрощенная схема опыта дана на рис. 9. При помощи распылителя в камере создавалось облако масляных капель, часть которых попадала через щель S в пространство между двумя пластинами конденсатора BC. При освещении сбоку капли были видны подобно пылинкам в солнечном свете. За движением отдельной капли можно было наблюдать в микроскоп. Точное положение капли и путь, который она проходит, отсчитывались по шкале, помещенной в окуляре микроскопа. Во время распыления, и в особенности при специальном облучении сбоку, капли заряжались. Подбирая потенциал на пластинках конденсатора при помощи батареи так, чтобы электрическое поле было направлено вверх, и меняя напряженность поля, можно было добиться, чтобы любая из капель, находящихся в поле зрения, оставалась в покое. Это означало, что вес капли

был равен электрической силе, действующей на нее со стороны электрического поля, и, следовательно, имело место равенство:

$$eE = mg, \qquad (12)$$

где e — заряд капли;

E — напряженность электрического поля;

m — масса капли;

g — ускорение силы тяжести.

Масса капли определялась независимым образом. Для этого капля сильным электрическим полем поднималась в верхнюю часть камеры, после чего поле удалялось и измерялось время падения капли на определенном пути и ее скорость. Существует закон Стокса, позволяющий по скорости падения капли в однородной среде найти ее радиус r. Тогда можно, зная плотность капли, вычислить и ее массу. Заряд капли можно было определить при помощи формулы (12). Опыт показал, что иногда уравновешенная капля начинала двигаться вверх или вниз. Это означало, что заряд ее увеличивался или уменьшался. Для восстановления равновесия нужно было изменять напряженность поля. Каждый раз определялся новый заряд капли. Тщательные эксперименты, производившиеся в различных условиях с учетом возможных погрешностей, показали, что заряды капель всегда оказывались кратными некоторому элементарному заряду, состояли из целого числа «атомов электричества».

Для элементарного электрического заряда этим методом было получено значение:

$e = (4{,}774 \pm 0{,}004) \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц количества электричества.

В настоящее время внесено уточнение в значение заряда электрона, и он принимается равным $(4{,}802 \pm 0{,}002) \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц количества электричества. Заряд электрона очень мал. Если бы мы измерили количество электричества, проходящее в 1 *сек* через нить 120-*в* лампочки, в нем содержалось бы столько электронов, что ими можно было бы покрыть всю сушу земного шара, причем на каждом квадратном сантиметре поверхности находился бы один электрон. Было установлено, что заряд электрона является постоянной величиной и не зависит от способа получения электрических зарядов.

9. МАССА И УДЕЛЬНЫЙ ЗАРЯД ЭЛЕКТРОНА

Для понимания природы электрических явлений и развития атомной физики большое значение имел тот факт, что появление электрических зарядов связано с наличием вещества. Так, при накаливании металла, находящегося в электрическом поле, можно наблюдать поток отрицательных электрических зарядов, источником которых является поверхность металла. Электроны могут также освобождаться из металла под действием света[1]. Оказывается, что при любом способе получения электронов все они, помимо заряда, обладают некоторой массой, которая связана с этими «атомами» электричества. Масса электрона настолько мала, что непосредственное измерение ее невозможно. Для определения массы атома достаточно измерить массу единичного объема вещества. Тогда, зная число атомов в единице объема, легко найти массу атома. На первый взгляд кажется, что аналогичный путь возможен и при определении массы электрона. Можно было бы, например, пытаться определить разность в весе заряженного и незаряженного тела с известной электрической емкостью. Если металлическую сферу радиуса 1 *м* зарядить до потенциала $3 \cdot 10^6$ *в*, на ней появится количество электричества в 10^6 электростатических единиц. В таком количестве электричества будет содержаться приблизительно $2 \cdot 10^{15}$ электронов. Однако попытка обнаружить взвешиванием эти электроны безнадежна. Они весят $1{,}8 \cdot 10^{-12}$ *Г*, и этот вес лежит очень далеко за пределами наших экспериментальных возможностей взвешивания.

Косвенные методы определения массы электрона основаны на изучении поведения заряженных частиц в электрическом и магнитном полях. Эти методы имеют большое значение, потому что дают возможность измерить отношение заряда электрона к его массе: e/m. Во многих физических явлениях этот так называемый удельный заряд играет бо́льшую роль, чем сами по себе масса и заряд электрона.

Первые измерения удельного заряда проводились при изучении явлений, связанных с электрическим разрядом в газах. Известно, что при низком давлении в разрядной трубке ток, по крайней мере частично, осуществляется

---

[1] О явлении фотоэффекта см. гл. 3.

прямолинейно движущимся потоком электронов — электронными лучами.

Для определения e/m электроны, вылетающие из катода K, ускорялись в направлении к аноду AB (рис. 10). Некоторые из них, пройдя через узкие щели A и B, вызывали свечение стекла или флуоресцирующего экрана в точке F.

На пути электронов помещались конденсатор P_1P_2 и катушки электромагнита (на рис. 10 не показаны). Вначале конденсатор не заряжался и по катушкам не проходил ток. В этом случае пучок электронов вызывал свечение в центре экрана (в точке F). При включении тока создавалось магнитное поле с индукцией B, направленное перпендикулярно плоскости чертежа. Поток движущихся электронов вел себя при этом так же, как проводник с током, помещенный в магнитное поле. По известному правилу левой руки электроны в магнитном поле отклоняются силой, вызываемой полем.

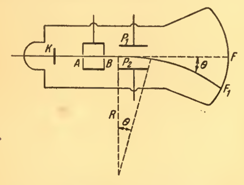


Рис. 10. Схема измерения удельного заряда частицы e/m. След пучка частиц, отклоненных из F в F_1 действием электрического поля, возвращается снова в F магнитным полем, действующим перпендикулярно плоскости рисунка.

$$f = Beu. \qquad (13)$$

Эта сила заставляла пучок электронов смещаться вниз, так что светящаяся точка экрана смещалась из F в F_1. На каждый электрон пучка, движущийся со скоростью u, действовала сила f.

Сила f, всегда перпендикулярная направлению скорости

электронов, вызывала появление центростремительного ускорения. Электроны двигались при этом по дуге окружности, радиус которой определяется равенством электродинамической и центростремительной сил:

$$Beu = \frac{mu^2}{R}. \qquad (14)$$

В конденсаторе создавалось поле, направленное так, чтобы оно отклоняло электроны вверх. Оба поля, электрическое и магнитное, действовали независимо и отклоняли пучок электронов в противоположные стороны. Величина напряженности E электрического поля подбиралась так, чтобы совместное действие обоих полей не вызывало никакого отклонения электронного пучка. Это значит, что электроны вызывали свечение на экране по-прежнему в точке F, как и в случае отсутствия полей.

В этом случае, очевидно, можно написать:

$$Beu = eE. \qquad (15)$$

Из уравнений (14) и (15) легко определить отношение e/m:

$$\frac{e}{m} = \frac{E}{B^2R}. \qquad (16)$$

Определение e/m по уравнению (16) свелось при известных значениях напряженностей электростатического и магнитного полей к независимому измерению радиуса окружности R. Этот радиус определялся из простых геометрических соображений по длине дуги, соответствующей определенному углу отклонения электронов. Для e/m в этих измерениях было получено $1{,}76 \cdot 10^7$ электромагнитных единиц количества электричества на грамм. Зная заряд электрона, можно по удельному заряду найти массу электрона.

Весьма точными современными измерениями установлено, что электроны, движущиеся со скоростями, значительно меньшими, чем скорость света ($3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*), все имеют одинаковую массу:

$$m = (9{,}106 \pm 0{,}0075) \cdot 10^{-28} \text{ г}.$$

Для того чтобы представить себе величину этой массы, полезно иметь в виду, что легчайший из атомов—атом водорода — имеет массу, примерно в 1 840 раз бо́льшую.

Важно подчеркнуть, что удельный заряд e/m не является, вообще говоря, в точности постоянной величиной.

Если к разрядной трубке приложено настолько большое напряжение, что скорость электронов в пучке становится сравнимой со скоростью света, то отклонения электронов в электрическом и магнитном полях оказываются различными при разных скоростях электронов. С ростом скорости уменьшается значение удельного заряда e/m. Это означает, что в величине e/m с увеличением скорости либо уменьшается заряд, либо увеличивается масса электронов. Последнее предположение оказалось правильным. Заряд электрона e является постоянной величиной, а масса его возрастает с увеличением скорости. Оказывается, что если m_0 есть так называемая масса покоя электрона (т. е. его масса в том случае, когда он находится в состоянии покоя по отношению к наблюдателю), то при движении по отношению к наблюдателю со скоростью v электрон обладает бо́льшей массой, равной

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \qquad (17)$$

где c — скорость света.

Соотношение (17) имеет всеобщий характер. Интересно, что с точки зрения этого результата электрон или любая другая частица с массой m_0, не равной нулю, движущаяся со скоростью света, имела бы бесконечную массу. Трудно представить себе более убедительное доказательство того, что никакое тело не может двигаться со скоростью света!

Мы говорили до сих пор об электронах, представляющих собой поток отрицательно заряженных частиц электричества. Однако можно получить и поток положительно заряженных частиц. Это можно осуществить в разрядной трубке, если там сохранить некоторое количество газа. В результате соударений с электронами, летящими от катода к аноду, молекулы газа будут ионизоваться и образовавшиеся положительные ионы получат ускорение в направлении к катоду. Если сделать в катоде канал, пропустить положительно заряженные частицы в «закатодное» пространство и исследовать свойства полученных таким образом каналовых лучей, то можно убедиться, что они отклоняются электрическим и магнитным полями.

На этом основано определение их удельного заряда. Установлено, что каналовые лучи состоят из атомов или групп атомов, потерявших один или несколько электро-

нов. Весьма точный метод определения масс положительно заряженных частиц схематически изображен на рис. 11. Положительно заряженные ионы отклоняются вниз электрическим полем конденсатора A, причем происходит разделение частиц по скоростям. Быстрые частицы с некоторым значением отношения e/m отклоняются меньше, чем медленные с таким же зарядом и массой. Расходящийся пучок частиц попадает в магнитное поле B, направленное перпендикулярно плоскости чертежа и отклоняющее частицы вверх. Несложным вычислением можно показать, что все частицы с одинаковым отношением e/m при таком наложении полей фокусируются в некоторой точке. Эти точки для частиц с различными отношениями e/m располагаются на некоторой прямой F. На фотографической пластинке, поставленной вдоль этой прямой, получаются пятна, число которых совпадает с числом сортов частиц. Картина на фотопластинке очень напоминает спектр, почему весь этот прибор и получил название масс-спектрографа.



Рис. 11. Схема масс-спектрографа Астона. В результате совместного действия электрического поля конденсатора A и магнитного поля катушки B все частицы равного удельного заряда e/m фокусируются в точке F фотопластинки.

Все изложенное в этой главе позволяет сделать два вывода:

1. Электричество имеет атомную структуру, состоит из отдельных «атомов» электричества, электронов и протонов.

2. Эти «атомы» электричества являются составными частями атомов вещества.

Эти выводы подтверждаются огромным числом экспериментальных фактов и уже давно прочно вошли в обиход науки и техники.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

СВЕТ, ЕГО ПРИРОДА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ

10. КОРПУСКУЛЯРНАЯ И ВОЛНОВАЯ ТЕОРИИ СВЕТА

Оптические исследования принадлежат к числу древнейших в истории физики. Указание на основное свойство света—его прямолинейное распространение встречается

в сочинении по оптике, приписываемом Эвклиду (300 лет до н. э.). Закон отражения света также встречается в оптике Эвклида. Можно думать, что ко времени начала употребления полированных зеркал этот закон был уже известен. Явление преломления света при прохождении через границу двух сред было известно уже Аристотелю (350 лет до н. э.). Птоломей (120 лет до н. э.), измеривший углы падения и преломления, пытался дать закону преломления количественную формулировку. Однако только в середине XVII в. было установлено, что угол падения и угол преломления (рис. 12) связаны друг с другом соотношением

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \qquad (18)$$

где n — так называемый показатель преломления, есть величина постоянная для двух данных сред.

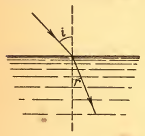


Рис. 12. Преломление светового луча при переходе через границу двух сред.

Лучи падающий и преломленный лежат в одной плоскости с перпендикуляром к границе раздела, восставленным в точке падения.

Несмотря на сравнительную давность исследований по оптике, лишь в XVII в. Ньютон высказал определенные взгляды на природу световых явлений. Основываясь на свойстве прямолинейности распространения света, он предложил теорию истечения световых частиц — корпускул.

Согласно этой теории каждый источник света испускает поток особых частиц, движущихся с колоссальной скоростью. К тому времени уже была измерена скорость света по наблюдениям затмения спутника Юпитера. Скорость света оказалось близкой к 300 000 *км/сек.*

По-видимому, блестящие успехи механики Ньютона в известной мере определили эти его взгляды. Отражение света понималось Ньютоном как удар упругого шара о неподвижную стенку. Как известно, при таком ударе углы падения и отражения равны между собой.

Для объяснения закона преломления Ньютону пришлось предположить, что световые частицы притягиваются преломляющей средой, и это приводит к измене-

нию направления распространения света и к изменению скорости световых частиц. Последний вывод был особенно важен. Ньютону удалось вскрыть физический смысл показателя преломления. Он доказал, что n есть отношение скоростей световых частиц во второй и первой средах, причем скорость света во второй, более плотной среде оказалось, по Ньютону, б о л ь ш е й, чем в первой, менее плотной среде:

$$n = \frac{v_2}{v_1} > 1. \qquad (19)$$

Этот вывод не мог вызвать во времена Ньютона серьезных возражений, поскольку экспериментальное определение скорости света в веществе было проведено значительно позднее. Только в середине XIX в. измерили скорость света в воде и оказалось, что она м е н ь ш е, чем в воздухе, в то время как показатель преломления при переходе света из воздуха в воду больше единицы ($n = 1{,}33$). Таким образом, вывод Ньютона, как показало дальнейшее развитие науки, был ошибочным.

Еще во времена Ньютона была высказана совершенно другая точка зрения на природу оптических явлений. X. Гюйгенс выступил с в о л н о в о й т е о р и е й света.

Подобно тому как камень, брошенный в воду, является причиной волн, распространяющихся на поверхности воды, источник света, по Гюйгенсу, дает начало упругим волнам, распространяющимся в особой среде — мировом «светоносном» эфире. Светоносный эфир в волновой теории света играл ту же роль, которую воздух играет в передаче звуковых колебаний. Распространение колебаний частиц воздуха, его периодических сгущений и разрежений представляет собой звуковую волну. Распространяющиеся колебания частиц эфира согласно волновой теории представляют собой световую волну.

Большое значение для развития волновой оптики сыграл принцип Гюйгенса. Согласно этому принципу распространение света представляет собой своеобразную эстафету с передачей светового сигнала от одной точки эфира к другой. Любая точка, до которой доходит световая волна, является в свою очередь источником новых «вторичных» волн. Гюйгенс указал геометрическое правило, по которому, зная в любой момент времени положение вто-

ричных волн, можно построить фронт распространяющейся световой волны[1]. Лучу в волновой теории стали приписывать чисто геометрический смысл перпендикуляра к фронту волны (рис. 13). Предположение о существовании особой среды (эфира), заполняющей все пространство, создавало само по себе большие трудности в развитии волновой теории. В самом деле, для того чтобы объяснить отсутствие всякого сопротивления этой среды движению небесных тел, пришлось предположить чрезвычайно малую плотность эфира. Наряду с этим эфир должен был обладать огромной упругостью, чтобы можно было объяснить большую скорость распространения света, поскольку скорость упругих волн находится в зависимости от упругих свойств тела. Несмотря на эти трудности, волновая теория света, в конце концов, вытеснила воззрения Ньютона. Последовательными сторонниками волновой природы света были М. В. Ломоносов и Л. Эйлер. В своих «Заметках по физике» Ломоносов писал: «Свет не есть материя, истекающая из светящегося тела»... «Колебание эфира дает свет» (М. В. Ломоносов, Полное собрание сочинений, т. 1, стр. 115, 151, Изд. АН СССР, 1951).

В волновой теории правильно в согласии с опытом истолковывался физический смысл показателя преломления. Он, действительно, оказался отношением скоростей распространения света в двух средах, однако обратным, чем у Ньютона:

$$n=\frac{v_1}{v_2}>1. \quad (20)$$

Поэтому скорость распространения света в более плотной среде должна быть меньше, чем в менее плотной. Это именно и показали в дальнейшем измерения скорости света.

Волновая теория смогла объяснить многие оптические явления, загадочные с точки зрения корпускулярной теории.

В начале XIX в. впервые обнаружилось, что два световых луча при известных условиях могут ослабить и даже совершенно погасить друг друга. Чтобы понять это явление интерференции света, рассмотрим, например, что происходит, когда параллельные световые лучи проходят

[1] Фронтом волны называют волновую поверхность, все точки которой колеблются с одинаковой фазой.

через узкую щель. Каждая точка щели, до которой доходит фронт волны, становится, по принципу Гюйгенса, источником новых вторичных волн. Волны, исходящие из разных точек щели, приходят в некоторую точку экрана, и там происходит их наложение. Если максимум одной волны совпадает с максимумом другой, они усиливают друг друга. Там же, где максимум одной волны совпадает с минимумом другой, обе волны ослабляют или уничтожают друг друга. Все зависит от того, придут ли обе волны в данную точку в одинаковой или противоположной фазе. В первом случае волны проходят различные расстояния, отличающиеся между собой на нечетное число полуволн $\lambda/2$. Во втором случае разность расстояний, проходимых волнами, равна четному числу полуволн. Из рис. 14 видно, каковы те направления α, по которым происходит усиление или ослабление света.

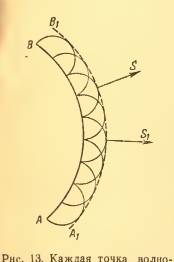


Рис. 13. Каждая точка волновой поверхности AB является по принципу Гюйгенса источником вторичных элементарных волн. Новая волновая поверхность A_1B_1 представляет собой огибающую всех элементарных, вторичных волн. Лучи S и S_1 являются перпендикулярами к фронту волны.

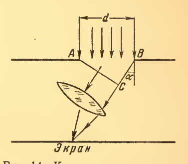


Рис. 14. Каждая точка щели AB излучает как самостоятельный источник. По тем направлениям, где волны, сфокусированные линзой, усиливают друг друга, на экране получаются максимумы освещенности.

Условие

$$d \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2) \qquad (21)$$

определяет те направления, по которым свет с длиной волны λ[1], проходя через щель шириной d, ослабляется.

Условие

$$d \sin \alpha = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \qquad (22)$$

определяет те места на экране, где получится усиление света.

В этом примере мы обнаруживаем еще одно явление, которое трудно понять с корпускулярной точки зрения. При прохождении через щель свет обнаруживается в тех местах, где согласно закону прямолинейности распространения светового луча должна была бы быть темнота. Свет как бы «загибается» в область геометрической тени. В этом заключается явление дифракции света.

Явления интерференции и дифракции света получили свое полное объяснение в волновой оптике, и это способствовало укреплению волновых взглядов на природу света.

Отметим, что природа эфира оставалась неразгаданной в течение почти двух столетий развития волновой оптики. Все попытки представить себе структуру этой «всепроникающей мировой среды», построить модель эфира были неизменно безуспешными. Быть может, именно это заставило Ньютона с самого начала быть противником волновой теории. Дело в том, что сам Ньютон отчетливо представлял себе наличие известной периодичности в оптических явлениях. Известно, например, что им были открыты так называемые кольца Ньютона — интерференционная картина, получаемая при помощи линзы и плоскопараллельной пластинки. Это явление Ньютон пытался объяснить, введя понятия «приступов легкого отражения и легкого прохождения», испытываемых световыми частицами. Этим Ньютон хотел выразить наличие периодичности в явлениях распространения света.

В нашу задачу не входит подробное рассмотрение тех глубоких противоречий, к которым привело физику представление о мировом эфире. В настоящее время твердо установлено, что никакого мирового эфира не существует.

[1] Длина волны связана с периодом колебаний источника T и скоростью распространения волны c соотношением $\lambda = cT$. Она представляет собой то расстояние, на которое распространяется волна за время одного полного колебания источника.

Для развития волновых воззрений на природу света большое значение имело доказательство того, что оптические явления тесно связаны с электромагнитными. Существование глубоких связей между этими на первый взгляд совершенно обособленными явлениями было ясно еще М. В. Ломоносову. Разрабатывая путь, по которому надо идти при изучении электричества, он между прочим писал: «Надо сделать опыт, будет ли луч света *иначе* (курсив мой.—Б. Я.) преломляться в наэлектризованном стекле и воде (М. В. Ломоносов, Полное собрание сочинений, т. 1, стр. 151, Изд. АН СССР, 1951).

Два экспериментальных факта особенно ясно показали, что между электромагнитными и оптическими явлениями существует глубокая внутренняя связь:

1. М. Фарадей обнаружил, что действием магнитного поля может быть изменено направление поперечных колебаний в световом луче (так называемое магнитное вращение плоскости поляризации).

2. Скорость света в вакууме оказалась равной отношению электромагнитной и электростатической единиц тока.

Глубокое сопоставление оптических и электромагнитных явлений завершилось синтезом электродинамики и оптики в работах Максвелла. Было доказано, что переменные электрическое и магнитное поля, созданные в некоторой точке пространства, распространяются со скоростью, равной скорости света в данной среде. Оказалось, что электрическое и магнитное поля, созданные колебаниями в какой-либо системе электрических зарядов, в дальнейшем существуют уже независимо от источника и распространяются в виде электромагнитной волны. Опытами Г. Герца было доказано, что электромагнитные волны подчиняются тем же законам отражения и преломления, что и световые лучи. Так возникла электромагнитная теория света.

Из закона сохранения энергии, примененного к электромагнитному полю, следовало, что энергия переменного электромагнитного поля должна распространяться в пространстве. Профессор Московского университета Н. А. Умов впервые ввел представление о векторе потока энергии, представляющем собой количество энергии, переносимой волной через единицу поверхности за единицу времени.

Электромагнитная теория света была завершением всего развития волновых представлений о природе света. Она по-новому рассмотрела все те вопросы, которые были уже решены в упругой теории световых колебаний, и предска-

зала ряд новых явлений. Достаточно указать, например, что электромагнитная теория указала тот путь, который привел впоследствии проф. А. С. Попова к открытию радио. Это открытие было величайшим триумфом развития электромагнитной теории.

Выдающиеся работы профессора Московского университета П. Н. Лебедева сыграли большую роль в утверждении электромагнитной теории света и развитии электродинамики. Он первый обнаружил существование электромагнитных волн с длиной волны порядка нескольких миллиметров. Исключительно тонкими экспериментами Лебедев показал, что эти волны обладают свойствами поляризации и другими свойствами света. П. Н. Лебедев экспериментально доказал, что свет оказывает давление на твердые тела и газы. Световое давление было теоретически предсказано в электромагнитной теории света. Блестящие работы П. Н. Лебедева заставили последних противников электромагнитной теории света признать себя побежденными.

В электромагнитной теории света удалось связать оптические и электромагнитные характеристики вещества. Выяснилось, что показатель преломления n связан с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε и μ соотношением

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}. \qquad (23)$$

Оказалось, что все явления, связанные с распространением света в свободном от вещества пространстве, были полностью объяснены в электромагнитной теории световых явлений. Однако при изучении явлений, связанных с прохождением света через вещество, только часть из них была истолкована правильно (например, явления на границе раздела двух диэлектриков). Для создания теории дисперсии света (зависимости показателя преломления от длины волны) одной электромагнитной теории оказалось недостаточно. Потребовалось более детальное изучение строения вещества и взаимодействия света с веществом, чтобы это явление, открытое еще Ньютоном, получило свое теоретическое объяснение.

Дальнейшее развитие учения о природе света все теснее переплеталось с электронной теорией и проблемой строения вещества. Процессы возникновения и распространения света, как выяснилось, нельзя рассматривать изолированно от сложных явлений, происходящих в источниках излучения.

11. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Среди различных способов, которыми можно создать излучение, одним из простейших является повышение температуры источника излучения. Полученное таким образом излучение называют т е п л о в ы м. Всякое нагретое тело является источником теплового излучения. При этом вовсе не следует думать, что лишь при высоких температурах происходит тепловое излучение. Оно происходит и при комнатной температуре. Разница лишь в свойствах тех тепловых лучей, которые создаются при различных температурах. При более низкой температуре испускаются главным образом инфракрасные лучи с большей длиной волны. Излучение можно поддерживать постоянным, если непрерывным нагреванием восполнять уносимую энергию.

На простом примере можно убедиться в важных особенностях теплового излучения. Представим себе ящик, все стенки которого покрыты непроницаемой для излучения оболочкой. Пусть каким-либо способом поддерживается постоянная температура стенок. Если в ящике на теплоизолирующей нити подвесить некоторое тело, температура которого ниже, чем у стенок, то, как показывает опыт, по истечении некоторого времени тело приобретет температуру стенок. Этот результат может означать только то, что стенки ящика были источником излучения, которое поглощалось подвешенным телом. Таким образом, у тела существует способность п о г л о щ а т ь излучение, которое на него падает.

Если бы подвешенное в ящике тело имело температуру более высокую, чем стенки, через некоторое время она бы понизилась и стала равна температуре стенок. Это значит, что у тела существует некоторая л у ч е и с п у с к а т е л ь н а я с п о с о б н о с т ь. В первом случае количество энергии, падающей на тело со стороны стенок, превышает количество энергии, излучаемой телом, и в результате происходит выравнивание температур стенок и тела. Во втором случае количество энергии, излучаемой телом, больше той энергии, которая со стороны стенок падает на тело, и снова устанавливается одинаковая температура стенок ящика и тела. Эти примеры показывают, что в результате теплового излучения в ящике наступает с о с т о я н и е р а в н о в е с и я между стенками, телом и тем излучением, которое заполняет пространство внутри ящика. Можно доказать, что материал, из которого изготовлено подвешенное в ящике тело, не влияет на установление рав-

новесия. Только температура определяет это равновесное состояние, поэтому тепловое излучение называют часто равновесным излучением.

Между способностью тела излучать и поглощать свет существует прямая пропорциональность. Тела, которые лучше испускают свет, лучше его и поглощают.

Особенно хорошо поглощают свет черные тела: сажа, бархат, черная бумага. Можно представить себе такое тело, которое поглощает все падающее на него излучение. Его называют абсолютно черным телом. Можно изготовить модель, близкую по своим свойствам к абсолютно черному телу. Достаточно взять полость, оклеенную снаружи и внутри черной бумагой или выкрашенную в черный цвет, и сделать в ней маленькое отверстие O (рис. 15). Это отверстие снаружи кажется очень черным потому, что все вошедшее через него излучение почти полностью поглощается стенками ящика.

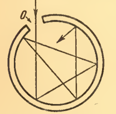


Рис. 15. Модель абсолютно черного тела. Полость, внутренние стенки которой хорошо поглощают свет, кажется снаружи черной.

Эта простая модель абсолютно черного тела была предложена профессором Тимирязевской сельскохозяйственной академии В. А. Михельсоном.

Ясно, что абсолютно черное тело должно быть наиболее выгодным источником теплового излучения. И действительно, при одной и той же температуре абсолютно черное тело испускает в единицу времени больше излучения, чем любое другое тело. Если учесть, кроме того, что излучение абсолютно черного тела является равновесным и, следовательно, не зависит от материала, из которого оно сделано, то станет понятным интерес, с которым изучалась проблема «черного излучения».

Прежде всего была найдена зависимость излучения абсолютно черного тела от температуры. Она носит название закона Стефана — Больцмана. Вначале экспериментально, а затем теоретически было установлено, что количество энергии, испускаемой квадратным сантиметром поверхности абсолютно черного тела за 1 *сек*[1], пропорционально

[1] Это количество энергии называется лучеиспускательной способностью черного тела. В светотехнике это количество энергии называется энергетической светимостью.

четвертой степени абсолютной температуры тела. Математически этот закон записывается следующим образом:

$$E = \sigma T^4. \qquad (24)$$

где E — лучеиспускательная способность абсолютно черного тела;

T — его абсолютная температура;

σ — так называемая постоянная Стефана. Она одинакова для всех абсолютно черных тел и равна:

$$\sigma = 5{,}672 \cdot 10^{-5}\ \text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^4.$$

При 1 000° К излучение составляет 5,672 *вт/см*². При увеличении температуры вдвое оно возрастает в 16 раз.

Закон Стефана — Больцмана не содержит никаких характеристик материала абсолютно черного тела и говорит о том, что т о л ь к о температура определяет его излучение.

Очень важным является вопрос о том, как распределяется энергия излучения абсолютно черного тела между различными длинами волн. Нагретое тело состоит из колоссального количества атомов, каждый из которых ведет себя подобно вибратору—источнику радиоволн. Он излучает электромагнитную энергию в виде теплового излучения. Акад. С. И. В а в и л о в у удалось экспериментально изучить свойства атомов как излучателей. Он показал, что атом ведет себя как маленькая радиостанция и излучает световые волны. Каждый атом-излучатель колеблется с различными частотами. Поэтому излучение нагретого тела содержит всевозможные длины волн.

З а д а ч а о р а с п р е д е л е н и и э н е р г и и излучения абсолютно черного тела между различными длинами волн сыграла выдающуюся роль в развитии основных идей современной физики. Это распределение было тщательно изучено на опыте. На рис. 16 изображены кривые распределения энергии излучения абсолютно черного тела по длинам волн при различных температурах. По оси абсцисс отложены значения длин волн, по оси ординат — энергия излучения, приходящаяся на данную длину волны. Площадь, ограниченная каждой кривой и осью абсцисс, определяет полную энергию всевозможных длин волн, испускаемую с 1 *см*² поверхности абсолютно черного тела за 1 *сек*. Неудивительно, что эта площадь быстро возрастает с температурой — она растет пропорционально T^4. Обращает на себя внимание форма кривых распределения при различных температурах. С увеличением температуры бо́льшая часть энергии приходится на короткие волны.

Кривые имеют максимум. Это означает, что для каждой температуры существует такая длина волны $\lambda_{макс}$, на которую приходится наибольшая часть энергии, испускаемой абсолютно черным телом. Эта длина волны становится все

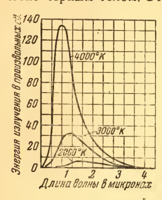


Рис. 16. Кривые распределения энергии, излучаемой при различных температурах абсолютно черным телом. С повышением температуры наибольшая излучаемая энергия приходится на все более короткие волны.

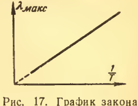


Рис. 17. График закона смещения Вина.

более короткой при повышении температуры. Именно поэтому раскаленное тело с повышением температуры становится сначала красным, затем оранжевым и, наконец, желто-белым.

Экспериментальные кривые распределения энергии, излучаемой абсолютно черным телом, указывают на простую зависимость $\lambda_{макс}$ от абсолютной температуры. С повышением температуры $\lambda_{макс}$ уменьшается по закону обратной пропорциональности:

$$\lambda_{макс} = \frac{\text{const}}{T}. \qquad (25)$$

Формула (25) является математическим выражением так называемого закона смещения В. Вина. Значение константы в формуле (25) одинаково для всех абсолютно черных тел 0,29 *см·град*. Рис. 17 выражает графически содержание закона смещения. Если допустить, что солнце излучает энергию по законам абсолютно черного тела, и принять его температуру равной 6 000° К, можно, пользуясь законом смещения, установить, какие преимущественно длины волн представлены в солнечном свете. Это будут длины волн, соответствующие видимому свету ($\lambda_{макс} = 4{,}8 \cdot 10^{-5}$ *см* при $T = 6\,000°$ К). Качественно правильную картину изменения формы кривой распределения энергии

черного излучения с повышением температуры дал проф. В. А. Михельсон. Он пришел, в частности, к выводу о смещении максимума энергии в сторону коротких волн, однако количественная формулировка закона смещения, предложенная В. А. Михельсоном, оказалась неверной.

Большую трудность в теории теплового излучения составило отыскание уравнения кривой распределения энергии излучения абсолютно черного тела. Все попытки найти это уравнение оказывались безуспешными. Более того, эти попытки привели к принципиальным трудностям, значение которых переросло проблему теплового излучения. В связи *с этой проблемой* впервые возникли сомнения в том, насколько всеобщими являются некоторые положения классической физики. Дело в том, что последовательное применение этих положений привело... к нарушению закона сохранения энергии!

Здесь нет возможности входить в подробное изложение того, как это произошло. Мы остановимся коротко на качественной стороне вопроса. Для того чтобы установить теоретически форму кривой распределения энергии в спектре излучающего абсолютного черного тела, надо было проанализировать взаимодействие равновесного теплового излучения с зеркальными стенками ящика, в котором это излучение находится. В результате падения света и отражения его от стенок ящика в нем установятся *стоячие электромагнитные волны*. Такие стоячие волны всегда образуются при интерференции падающих и отраженных волн. Например, если вдоль длинной веревки, закрепленной одним концом у стены, распространяется волна, то у стенки происходит ее отражение. При наложении падающей и отраженной волн образуется стоячая волна (рис. 18). Такие же стоячие волны образуются при упругих колебаниях закрепленной на концах скрипичной струны. Кроме основного тона, она может давать дополнительные тоны, так называемые обертоны. Для определенным образом закрепленной струны можно подсчитать число возможных обертонов, число возможных собственных колебаний струны. Каждое из этих колебаний характеризуется определенной кинетической и потенциальной энергией, которые в среднем равны между собой.

Рис. 18. Образование стоячей волны на веревке, укрепленной одним концом к стене.

По аналогии можно показать, что в системе стоячих электромагнитных волн, образовавшихся в ящике с зеркальными отражающими стенками, может существовать вполне определенное число собственных световых колебаний в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$. Это число колебаний в интервале частот $d\nu$ часто истолковывается как число степеней свободы излучения. Каждое колебание в интервале частот $d\nu$ имеет кинетическую и потенциальную энергию, которые в среднем равны друг другу. Энергию каждого колебания можно подсчитать, используя закон равномерного распределения энергии по степеням свободы. Тогда можно найти энергию теплового излучения в интервале частот $d\nu$. Для этого достаточно энергию одного колебания умножить на число колебаний в этом интервале частот. Полная энергия излучения абсолютно черного тела получается в результате суммирования энергий, приходящихся на все интервалы частот. Такое суммирование, проведенное при помощи интегрального исчисления, привело к физически бессмысленному результату: полная энергия оказалось бесконечно большой (!?). Вместо вполне определенной величины энергии излучения, определяемой законом Стефана — Больцмана, был получен результат, получивший в истории физики название «ультрафиолетовой катастрофы»,—энергия, приходящаяся на очень большие «фиолетовые» частоты, оказалась бесконечно большой.

К началу нашего столетия исследования в области теплового излучения характеризовались рядом несомненных успехов в объяснении экспериментальных фактов и вместе с тем тяжелой неудачей в объяснении кривой распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела. Затруднения теории теплового излучения привели к появлению квантовой теории.

12. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА

В классической физике процесс испускания света источником рассматривался как непрерывный процесс. Считалось, что излучающее тело непрерывно теряет свою энергию в виде электромагнитных волн. М. Планк пришел к мысли, что именно эти представления ведут к противоречиям в теории теплового излучения и должны быть пересмотрены. По Планку, раскаленное тело, нагретое до определенной температуры, испускает свет не непрерывно, а отдельными конечными порциями энергии—квантами. Величина отдельной порции энергии—кванта—оказалась,

по Планку, связанной с волновой структурой излучения, с его частотой. Эта связь кванта энергии с частотой была необходима для того, чтобы термодинамические соотношения, установленные для «черного» излучения, не были нарушены.

Энергия кванта, как показал Планк, должна быть равна:

$$\varepsilon = h\nu, \tag{26}$$

где h — универсальная постоянная величина, получившая название постоянной Планка: $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *эрг·сек.*

Для построения правильной теории теплового излучения Планку достаточно было исходить из прерывности (дискретности) испускания и поглощения света. При этом сохранялась связь с электромагнитной теорией света, поскольку предполагалось, что распространение света происходит волновым процессом и все явления распространения света должны подчиняться законам классической волновой оптики.

Дальнейшее развитие квантовых представлений было связано с идеями А. Эйнштейна о корпускулярном распространении света в виде отдельных порций энергии. Эйнштейн предложил не ограничивать квантовый характер излучения только актами испускания и поглощения света. По Эйнштейну, свет не только покидает источник в виде кванта энергии, равного $h\nu$, но и распространяется в пространстве в виде такой порции энергии, перемещающейся как целое со скоростью света c. Встречая на своем пути вещество, такой квант энергии взаимодействует с ним. Процесс поглощения лучистой энергии сводится к тому, что световой квант переходит в энергию другого вида (например, в энергию тепловых колебаний частиц твердого тела). Этот процесс происходит дискретно, прерывно, как и акт излучения. Для световых квантов было принято название фотоны и была создана фотонная (квантовая) теория света. Так возникла квантовая оптика.

В квантовой оптике рассматриваются свойства отдельных фотонов. Первой характеристикой фотона является его энергия, равная $h\nu$. Фотон имеет массу, которая на основании теории относительности равна:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}; \tag{27}$$

Существует, однако, важная особенность, отличающая массу фотона от массы обычного тела. Поскольку фотон движется со скоростью $v=c$, применение к нему формулы (17) для зависимости массы от скорости приводит к абсурду, если считать, что у фотона существует «покоящаяся масса» m_0. Масса фотона m должна быть тогда равна бесконечности! Трудность разрешается тем, что «масса покоя» m_0 для фотона равна нулю. Торможение фотона связано с превращением энергии кванта в другой вид энергии, при котором фотон прекращает свое самостоятельное существование.

Третьей характеристикой фотона является его **импульс** (количество движения), равный

$$p=\frac{h\nu}{c}. \tag{28}$$

Таким образом, квант света обладает всеми характеристиками обычной частицы. Было бы вместе с тем большим заблуждением представлять себе фотон как некоторый шарик, движущийся со скоростью света, и думать, что фотонная теория явилась простым возвратом к корпускулярным воззрениям Ньютона.

Существенным отличием фотона является отсутствие у него «массы покоя» m_0. Световые корпускулы рассматривались Ньютоном как обычные механические частички. С современной точки зрения такие частицы должны были бы иметь массу покоя. Критикуя корпускулярную теорию света, М. В. Ломоносов говорил, что если бы она была справедлива, то должны были бы обнаруживаться соударения световых корпускул при пересечении световых пучков, происходило бы «в лучах замешательство». При этом речь шла об обычном механическом ударе, подобном соударению шаров.

Представления о квантовых свойствах света нашли свое экспериментальное подтверждение в ряде явлений взаимодействия света с веществом.

Чрезвычайно важную роль в укреплении квантовой оптики сыграло изучение **фотоэлектрического эффекта**. Под фотоэффектом понимают вырывание электронов из вещества под действием света. Было обнаружено, что освещение чистых противоположно заряженных металлических электродов ультрафиолетовыми лучами облегчает проскакивание электрической искры между ними.

Г. Герцу, впервые наблюдавшему это явление, не удалось дать ему правильного объяснения. Тщательные исследования профессора Московского университета А. Г. Столетова показали, что влияние света на металлическую пластинку сводится к вырыванию отрицательных зарядов с поверхности металла. Опытным путем были установлены основные законы фотоэффекта. Так, оказалось, что скорость вылетевших из металла электронов не зависит от интенсивности света: с увеличением силы источника света увеличивается лишь число вылетевших электронов.

Выяснилось, что скорость фотоэлектронов зависит только от частоты падающего света, причем ни один электрон не вылетит из металла, пока частота не станет равной некоторой минимальной (граничной) частоте. Наконец, испускание фотоэлектронов начинается непосредственно вслед за началом освещения металла. Фотоэффект практически безынерционен.

С точки зрения электромагнитной теории света оказалось весьма затруднительным объяснить законы фотоэлектрического эффекта. Например, если считать, что электромагнитная волна падает на металл и «раскачивает» его электроны, отрывая их, трудно объяснить, почему скорость фотоэлектронов не зависит от амплитуды колебаний, т. е. от интенсивности света.

С точки зрения теории световых квантов все результаты исследований фотоэффекта получили естественное и простое истолкование. Фотон, падающий на металл, передает свою энергию электрону металла и выбивает его. Естественно, что число выбитых электронов пропорционально числу падающих на металл квантов света. Энергия вылетевшего фотоэлектрона будет уменьшена по сравнению с энергией $h\nu$, переданной электрону. Дело в том, что для выхода из металла электрону приходится затрачивать некоторую «работу выхода» на преодоление его связи с металлом (см. об этом подробнее в гл. 5).

Эйнштейн предложил простое выражение закона сохранения энергии при фотоэффекте:

$$h\nu = W + \frac{mv^2}{2}, \qquad (29)$$

где $\frac{mv^2}{2}$ — кинетическая энергия вылетевшего фотоэлектрона;

W — работа выхода электрона из металла.

Она различна для разных металлов и представляет собой своеобразную «теплоту испарения» электрона с поверхности.

Как видно из уравнения (29), скорость электронов, вылетевших из данного металла, зависит только от частоты падающего света, причем существует для каждого металла граничная, пороговая частота, с которой начинается фотоэффект. Она определяется условием равенства энергии фотона работе выхода:

$$h\nu_{гранич} = W. \tag{30}$$

При частотах меньших $\nu_{гранич}$, энергии фотона не хватает на выбивание фотоэлектрона и фотоэффекта не происходит.

Линейная зависимость кинетической энергии фотоэлектронов от частоты падающего света и существование граничной частоты, связанной с работой выхода, были экспериментально проверены акад. П. И. Лукирским совместно с С. С. Прилежаевым. Им удалось на опыте получить прямую линию, выраженную уравнением (29), и из наклона этой прямой с большой точностью определить постоянную Планка. Этот эксперимент явился вместе с тем одним из лучших опытных обоснований квантовой оптики.

Квантовая природа света получила подтверждение в ряде явлений, помимо фотоэффекта. Так, было обнаружено, что частота рентгеновских лучей при рассеянии их легкими веществами уменьшается. Это можно объяснить, если представить себе, что квант рентгеновских лучей $h\nu$, встретив на своем пути слабо связанный электрон, отдает ему часть своей энергии. Оставшаяся уменьшенная энергия кванта $h\nu_1$ должна, очевидно, соответствовать меньшей частоте рентгеновского излучения, ибо по закону сохранения энергии:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + h\nu_1. \tag{31}$$

Очевидно, что $h\nu_1 < h\nu$ и, следовательно, $\nu_1 < \nu$. Квантовый характер взаимодействия света с веществом был наглядно показан в опыте акад. А. Ф. Иоффе и Н. А. Добронравова. В этом эксперименте висмутовая частица, взвешенная в конденсаторе (см. § 8), подвергалась облучению рентгеновскими лучами таким образом, что одновременно на частицу попадал только один квант. В момент попадания фотона на частицу ее равновесие нарушалось и

можно было непосредственно наблюдать «вздрагивание» частицы под действием кванта рентгеновских лучей.

Большая область фотохимических явлений получила новое освещение с точки зрения фотонных (квантовых) свойств света. Химические реакции, протекающие под влиянием света, называются фотохимическими. Например, под влиянием света бромистое серебро разлагается на серебро и бром. Некоторые сложные молекулы образуются из более простых под действием света.

Как показал К. А. Тимирязев, в растениях происходит фотохимическое усвоение углекислого газа с превращением его в дальнейшем в углеводы, и это имеет огромное значение для синтеза белков, протекающего в растениях и растительных жирах.

Фотохимические реакции происходят так, что масса прореагировавшего вещества пропорциональна количеству поглощенной световой энергии. При этом каждому поглощенному кванту соответствует фотохимическое превращение одной молекулы. Очевидно, что энергия кванта должна быть достаточной для этого превращения. Отсюда следует закон, аналогичный «красной границе» фотоэффекта: для каждой данной фотохимической реакции существует длинноволновая граница. Как правило, фотохимические реакции вызываются действием ультрафиолетовых лучей.

Объяснение ряда оптических явлений с точки зрения квантовой оптики достаточно убедительно для того, что фотонная теория могла, казалось бы, полностью вытеснить классические волновые представления о природе света.

Однако, с другой стороны, большая группа оптических явлений получила в свое время блестящее объяснение с точки зрения волновой оптики. Достаточно вспомнить явление интерференции света. В конце XIX в. известный английский физик Релей утверждал, что «именно в области интерференции волновая теория одержала величайшие победы». Вполне понятно то недоумение, которое охватывает каждого при попытке ответить на вопрос: «Что такое свет? Волна или корпускула?»... «Неужели мы должны считать свет состоящим из корпускул в понедельник, вторник и среду, пока мы проделываем опыты с фотоэффектом..., и представлять себе его волнами в четверг, пятницу и субботу, когда мы работаем с явлениями дифракции и интерференции?» (Брегг).

13. ЧТО ЖЕ ТАКОЕ СВЕТ И КАК ОН РАСПРОСТРАНЯЕТСЯ?

Этот вопрос, законно возникающий у каждого ознакомившегося с предыдущими параграфами, можно сформулировать более подробно: распространяется ли свет в виде непрерывных электромагнитных волн или в виде беспорядочно испускаемых источником дискретных фотонов? Хочется получить какой-нибудь однозначный ответ, потому что во всякой проблеме нам хотелось бы иметь единственное решение. Необходимость приписывать свету, с одной стороны, квантовые, корпускулярные свойства, а, с другой стороны, волновые, вызывает сначала досадное ощущение какой-то несовершенности наших знаний о природе света. Хочется думать, что объяснение всех многообразных оптических явлений можно свести к какой-нибудь одной из этих двух точек зрения. Необходимость пользоваться при объяснении экспериментальных фактов различными и как будто бы исключающими друг друга представлениями кажется искусственной.

Одним из наиболее значительных достижений физики нашего столетия является открытие того, что попытка *противопоставить* друг другу волновые и корпускулярные свойства света является ошибочной.

Оказывается, что свойства непрерывности, характерные для электромагнитного поля световой волны, *не исключают* свойств дискретности, характерных для световых квантов. При этом, поскольку свет обладает *одновременно* свойствами непрерывных, электромагнитных волн и свойствами дискретных, беспорядочно чередующихся квантов, он в действительности должен представлять собой диалектическое единство этих противоположных свойств.

Мы увидим далее, что не только для света, но и для частиц вещества противопоставление корпускулярных и волновых свойств не соответствует экспериментальным фактам. Свет и вещество являются двумя формами материи и обладают многообразными свойствами.

Квантовые свойства энергии излучения, т. е. сосредоточение этой энергии в отдельных порциях—квантах, повышают ее ценность. Сравним, например, энергию кванта с энергией теплового беспорядочного движения молекулы газа.

Согласно формуле (9) средняя энергия одной молекулы, приходящаяся на одну степень свободы, равна $\frac{1}{2}\cdot\frac{R}{N_A}T$,

где N_A—число Авогадро и R—универсальная газовая постоянная. Сопоставим эту энергию с энергией $h\nu$ кванта видимого света (с частотой ν, приблизительно равной 10^{15} 1/*сек*). Из уравнения $\frac{1}{2} \cdot \frac{R}{N_A} T = h\nu$ можно найти температуру, при которой молекула газа будет иметь такую же энергию, как световой квант. Эта температура оказывается приблизительно равной 100 000° абс. шкалы! Только при такой колоссальной температуре энергия молекулы могла бы сравниться с энергией кванта видимого света, который щедро посылает нам солнце!

Фотоэффект, рассеяние рентгеновских лучей и другие квантовые явления указывают, что энергию света следует рассматривать сосредоточенной в отдельных порциях — квантах. Явление дифракции, с другой стороны, указывает, что свет, встречая на своем пути препятствие, взаимодействует одновременно со всеми его частями, т. е. что фотоны, несущие световую энергию, определенным образом распределяются в пространстве. Мерой этого распределения служит интенсивность световой волны, пропорциональная квадрату амплитуды.

Если известны оптические свойства некоторого препятствия, поставленного на пути световой волны, и будет найдено распределение амплитуд волны в различных его точках, то тем самым будет известно и соответствующее распределение фотонов в пространстве, а следовательно, и распределение энергии света во всяком реальном эксперименте.

Тот факт, что фотоны определенным образом распределяются в пространстве, означает, что имеется некоторая вероятность того, что данный фотон попадет в определенную точку экрана, на котором наблюдается дифракционная картина. Если он попадет в нее, то этот фотон уже не проявит себя ни в одной другой точке.

Если представить себе очень слабый световой поток, настолько слабый, что его можно было бы считать состоящим из очень небольшого числа фотонов (в пределе из одного), мы должны были бы видеть различные проявления фотонов лишь в тех точках, куда они попали. Однако из опыта хорошо известно, что если ослаблять световой поток, ничего подобного не произойдет: определенное соотношение между светлыми и темными местами, которое характерно для дифракционной картины, возникающей от данного препятствия, останется и при слабом потоке. Кажет-

ся, что этот факт противоречит картине соответствия между распределениями фотонов и амплитуд волны. В действительности это не так. Дело в том, что в реальном эксперименте создание светового потока, состоящего из одного фотона, невозможно. Чтобы можно было говорить с сопоставлении с экспериментом, необходимо вообразить себе, что опыт с попаданием одного фотона в какую-то точку мы повторяем очень много раз. При каждом таком опыте фотон с определенной вероятностью может попасть в ту или другую точку. Результаты такой «стрельбы фотонами по препятствию», если мы будем наблюдать ее длительное время, окажутся как раз такими же, как если бы одновременно проходил поток большого числа фотонов. Вся картина будет соответствовать тому реальному распределению света и тени, которое характерно для дифракции на данном препятствии.

Можно сказать, что вероятность попадания фотона в данную точку пространства определяется квадратом амплитуды световой волны в этой точке.

Мы представляем себе энергию световой волны сосредоточенной в квантах, между тем как вероятность нахождения квантов в различных точках пространства определяется волновыми свойствами света—его амплитудой.

Может показаться, что предыдущие рассуждения со слабым световым потоком, состоящим из небольшого числа фотонов, носят характер «мысленного эксперимента», не противоречащего законам физики, но практически не реализуемого. Акад. С. И. Вавилову принадлежат замечательные опыты, относящиеся к наблюдению так называемых флуктуаций слабых световых потоков.

Флуктуациями в физике называют отклонения физических величин от их средних значений. Например, известно (см. гл. 1), что тепловое движение молекул газа носит беспорядочный характер и в среднем по каждому направлению движется одинаковое число молекул. Однако возможны случайные отклонения от этого среднего распределения—флуктуации. Они могут сказаться, например, в нарушении однородности газа, в местных изменениях его плотности. Флуктуации токов, вызванные отклонением числа электронов от среднего значения, имеют большое значение для чувствительности гальванометров. В слабом световом потоке, образованном небольшим числом фотонов, должны наблюдаться флуктуации световой мощности, вызванные отклонением от среднего числа фотонов в по-

токе. Наблюдение этих флуктуаций основано на том, что наш глаз, пробывший достаточное время в темноте, обладает резким порогом зрительного ощущения, т. е. минимальной зрительно воспринимаемой энергией. В области наибольшей чувствительности глаза этот порог составляет приблизительно 100 фотонов в секунду, падающих на глаз. На сетчатку глаза при этом попадает еще меньше фотонов вследствие потерь энергии при отражениях и поглощениях фотонов на пути к сетчатке.

«Действительное число фотонов, вызывающее минимальное зрительное ощущение в сетчатке, должно измеряться немногими десятками. При таких условиях... флуктуации должны быть очень значительными»[1].

Указанный выше порог дает среднее число фотонов, вызывающих зрительное ощущение. Вследствие флуктуаций слабого светового потока на глаз в отдельные моменты времени может попадать как большее, так и меньшее число фотонов. Если в глаз попадет число фотонов, меньшее порога зрительного ощущения, он не воспримет света. С большим экспериментальным искусством, учитывая все возможные погрешности, связанные с работой такого тонкого оптического прибора, каким является глаз, С. И. Вавилову удалось показать, что вблизи порога зрительного ощущения наблюдаются «мигания», вызванные флуктуациями светового потока. Опыты С. И. Вавилова являются еще одним, быть может наиболее убедительным, свидетельством прерывистой, квантовой структуры света. И тем не менее нельзя забывать о том, что волновые свойства света с полной определенностью выступают в явлениях физической оптики. Выше мы видели, как следует понимать двойственную природу света. Только правильное диалектическое сочетание квантовых и волновых представлений дает возможность истолковать обширный экспериментальный материал, накопленный за длительный период развития оптики.

Мы не касались до сих пор вопроса о том, как в о з н и к а е т свет. Для понимания механизма возникновения света необходимо изучение процессов, происходящих в отдельных атомах и молекулах, из которых состоят источники света. В развитии современных представлений о строении атомов и молекул весьма важную роль сыграло стремление ученых понять, каким образом источник испускает свет.

[1] С. И. В а в и л о в, Микроструктура света, Изд. АН СССР, стр. 12, 1950.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

КАК ВОЗНИКАЕТ СВЕТ

14. ЛИНЕЙЧАТЫЕ СПЕКТРЫ АТОМОВ

С тех пор, как Ньютон, пропустив солнечный луч сквозь стеклянную призму, впервые наблюдал образование спектра, изучение спектров развилось в самостоятельный раздел физики. Установлено, что каждый источник, излучающий свет, имеет свой спектр испускания. Подобно тому как не существует двух людей с совершенно одинаковыми лицами, не существует двух различных по природе источников света, дающих совершенно одинаковые спектры испускания. Со времени создания специальных спектральных приборов накопился огромный материал по изучению спектров различных источников. Оказалось, что в то время как твердые и жидкие тела, будучи источниками света, имеют *сплошной* спектр, в котором имеется непрерывная последовательность длин волн, излучающие газы характеризуются прерывным, *линейчатым* спектром, состоящим из отдельных ярких линий или полос, образованных линиями.

Каждый из элементов периодической системы Д. И. Менделеева характеризуется вполне определенными, ему лишь присущими линиями в таком спектре.

Поэтому исследование линейчатых спектров сыграло важную роль в изучении внутреннего строения атомов.

Усилия спектроскопии были направлены прежде всего к тому, чтобы вскрыть закономерности в линейчатых спектрах атомов. Естественно, что объектом такого исследования стал прежде всего спектр простейшего из атомов — атома водорода. В видимой области спектра водорода были вначале найдены четыре правильно расположенные линии H_α, H_β, H_γ и H_δ. Затем были обнаружены линии в ультрафиолетовой и в инфракрасной частях спектра водорода. С ростом техники экспериментирования выяснялась все бóльшая сложность этого простейшего из спектров испускания. Казалось невероятным, чтобы в расположении линий нельзя было найти определенных закономерностей, некоторых гармонических соотношений между спектральными линиями, подобных тем, которые существуют для музыкальных тонов. Были предприняты многочисленные попытки отыскать такие закономерности, и одна из них привела к серьезному успеху.

Швейцарскому учителю физики Бальмеру в результате долголетних исследований удалось показать, что длины волн известных в то время линий спектра водорода (это было в 1885 г.) могут быть вычислены по формуле

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \tag{32}$$

где $\lambda_0 = 3646{,}13$ и $n = 3,\ 4, \ldots$ — целые числа.

В дальнейшем оказалось удобнее характеризовать спектральные линии их волновыми числами. Волновым числом k называется число длин волн, укладывающихся на длине в 1 *см*. Из определения следует, что $k = \frac{1}{\lambda}$

При этом формулу (32) можно переписать в другом виде:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right). \tag{33}$$

В этой формуле величина $R = 109\,677{,}759$ *см*$^{-1}$ называется постоянной Ридберга. Впоследствии были обнаружены другие линии водородного спектра, волновые числа которых поразительно точно укладываются в формулу Бальмера.

Становилось ясно, что дело здесь не только в удачном подборе формулы. Совпадение вычислений по формуле с экспериментально измеренными длинами волн не оставляло сомнений в том, что формула передает какие-то внутренние закономерности, характеризующие атом водорода. Формула Бальмера сыграла важную роль в развитии учения о структуре спектров и строении атомов. Она, в частности, указала на то, что целые числа играют какую-то особую, в то время еще совершенно неясную роль в законах, управляющих излучением света.

Предположение, что за формулой Бальмера скрывается нечто большее, чем способ вычисления длин волн нескольких линий, еще больше укрепилось после того, как в ультрафиолетовой части спектра, а также в близкой и далекой инфракрасной его частях были найдены линии, длины волн которых вычислялись по формулам, аналогичным формуле Бальмера. Выяснилось, что все линии водородного спектра подчиняются следующей закономерности:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right), \tag{34}$$

где R — одинаковая для всех линий водорода постоянная Ридберга;

n_2 и n_1 — целые числа, причем $n_1 > n_2$. Для различных групп линий (так называемых серий) постоянное число n_2 имеет различные значения. Для каждой серии числа n_1 принимают все значения, начиная от $n_2 + 1$.

Для других элементов, например щелочных металлов (Na, K, Li), в спектрах испускания были обнаружены аналогичные закономерности. Формулы, полученные для этих элементов, напоминали выражение (34). Отличие состояло лишь в том, что к целым числам n_1 и n_2 добавлялись некоторые поправки a и b так, что формулы для этих элементов имели вид:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left[\frac{1}{(n_2 + a)^2} - \frac{1}{(n_1 + b)^2} \right]. \tag{35}$$

Поправочные числа a и b оказались различными для разных атомов и разных линий, но структура формулы — наличие разности двух членов — сохранилась для всех элементов. Значение константы R' также сравнительно мало менялось для различных атомов.

Тщательное изучение спектральных закономерностей привело к заключению, что в спектрах всех элементов существуют группы спектральных линий — серии, причем длины волн линий, принадлежащих определенной серии, удовлетворяют определенному соотношению между целыми числами n_2 и n_1:

$$\frac{1}{\lambda} = F_2(n_2) - F_1(n_1). \tag{36}$$

Для каждой данной серии число n_2 сохраняется постоянным. Изменение числа n_1 при $n_1 > n_2$ дает все линии этой серии.

Выражения $F_2(n_2)$ и $F_1(n_1)$ были названы **спектральными термами**.

Поскольку в электромагнитной теории света излучение электромагнитных волн связывалось с определенными колебаниями в системе электрических зарядов (см. гл. 3), сериальные формулы пытались объяснить классическими законами колебаний в таких системах. Одно время казалось, что подобно тому как в механических излучателях можно обнаружить множество колебаний (например, тоны и обертоны в струне), удастся найти закономерности и в оптических спектрах с множеством линий.

Однако эти попытки оказались безуспешными. Выяснилось, что нельзя представить себе такую колебательную систему, которая, следуя классическим законам колебаний, привела бы к правильным спектральным закономерностям.

Только применение идей квантовой теории позволило объяснить закономерности, наблюдаемые в линейчатых спектрах атомов. При помощи квантовой теории удалось в значительной мере понять внутреннее устройство атомов и молекул и объяснить механизм возникновения света.

15. МОДЕЛИ АТОМА

Вся совокупность экспериментальных фактов, описывающих свойства электрических зарядов, с несомненностью доказывала, что электрические заряды, как положительные, так и отрицательные, входят в состав атома. Прохождение электрического тока через газы и жидкости, взаимодействие света с твердыми телами (такие явления, как фотоэффект) ясно показали, что электрические заряды, входящие в состав атома, принимают участие во взаимодействии света с веществом.

Речь могла идти о количестве этих зарядов в атомах и о взаимном расположении положительного и отрицательного электричества в атоме.

На основании изучения линейчатых спектров атомов можно было думать, что электроны, входящие в состав атома, совершают гармонические колебания, результатом которых и является излучение атомом отдельных спектральных линий.

Эти колебания должны происходить таким образом, чтобы электрон удерживался около положения равновесия силой, пропорциональной смещению и направленной в противоположную сторону. Такие силы называются квазиупругими. Задача состояла в том, чтобы создать модель атома, в котором возможны такие колебания электронов. Такая модель была создана Д. Д. Томсоном. Он предложил считать, что в атоме имеется набор электронов, удерживаемых вблизи некоторых положений равновесия различными квазиупругими силами. При этом бо́льшая сила, удерживающая электрон, соответствует большей частоте излучаемого им света. Так как атом нейтрален, в нем должно быть и положительное электричество в количестве, равном отрицательному. Исходя из закона взаимо-

действия точечных электрических зарядов (т. е. считая, что сила их взаимодействия обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними $F \approx \frac{1}{r^2}$), Томсон показал, что можно получить закон квазиупругой силы, удерживающей электрон, если считать, что положительное электричество равномерно распределено по всему объему атома и в него как бы «погружены» электроны.

Такая модель атома позволила объяснить некоторые явления. Например, дисперсия света, зависимость показателя преломления от частоты света, получила объяснение в томсоновской модели атома. Однако закономерностей в спектрах эта модель объяснить не смогла. Попытка найти распределение заряда в атоме измерением электрического поля атома была бы безнадежной, поскольку никаким прибором невозможно измерить поле изолированного атома. Вопрос о том, как распределяются электрические заряды внутри атома, экспериментально мог быть решен при помощи зондирования внутренних областей атома.

В качестве «зондов» физики использовали потоки быстро летящих заряженных частиц, пронизывающих отдельные атомы вещества. Такие потоки частиц создаются в результате радиоактивного распада некоторых тяжелых ядер. Один тип этих частиц, так называемые α-частицы, оказался для этой цели особенно удобным. α-частицы представляют собой достаточно тяжелые (по сравнению с электроном) положительные ядра гелия с двойным зарядом; скорость, с которой они движутся, может достигать у α-частиц тория C′ $2{,}06 \cdot 10^9$ *см/сек*, т. е. $^1/_{15}$ скорости света. Оказалось возможным проследить путь отдельной такой частицы, проходящей через тонкий слой вещества.

Если рассмотреть прохождение α-частицы сквозь слой атомов, в каждом из которых равномерно «размазан» положительный заряд, то оказывается, что хотя α-частица должна испытывать большое число столкновений с атомами, каждое столкновение не должно сколько-нибудь заметно влиять на движение α-частицы. По закону Кулона заряженная сфера будет действовать как заряд, сосредоточенный в центре сферы, и на расстоянии 10^{-8} *см* (линейный размер атома) электрическое поле «атома-сферы» уже невелико. Таким образом, в результате последовательных столкновений с такими «атомами-сферами» α-частица должна незначительно изменить направление своего движения.

Опыты по рассеянию α-частиц тонкими пленками были проведены Резерфордом. Упрощенная схема опытов приведена на рис. 19. Радиоактивное вещество R испускает α-лучи, из которых с помощью диафрагмы D выделяется узкий пучок α-частиц, проходящих через тонкую фольгу F золота, платины, меди и других элементов. Приемником частиц, отклонившихся на угол ϑ, может служить цилиндр Фарадея или светящийся экран S. В этом случае возни-

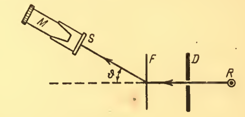


Рис. 19. Схема опытов по рассеянию α-частиц. α-частица, рассеянная металлической фольгой F, наблюдается в микроскопе по вспышкам на экране.

кающие на экране вспышки наблюдаются в микроскоп M. Опыты Резерфорда показали, что почти все α-частицы проходят сквозь вещество, практически не отклоняясь от первоначального направления. Однако бывают случаи, когда α-частицы отклоняются на очень большие углы. Так, из 8 000 частиц в среднем одна испытывает отклонение на угол, больший 150°; такие частицы поворачивают обратно. Подобные отклонения нельзя было объяснить последовательным накоплением малых отклонений при многих соударениях α-частицы. Наличие таких резких отклонений навело на мысль, что положительный заряд атома сосредоточен в очень малом объеме. Очевидно, что в такой малый объем труднее попасть, чем в размазанный по объему положительный заряд сферы, поэтому попадания должны быть сравнительно редкими. Если же попадание произошло, то оно должно сопровождаться резким отклонением α-частицы, потому что на малом расстоянии силы отталкивания должны быть очень велики.

В большинстве случаев, когда положительно заряженная область атома находится в стороне от пути пролетающей α-частицы, последняя пронизывает атом, почти не отклоняясь от первоначального направления.

Так возникла ядерная модель атома.

В небольшом объеме в центре атома сосредоточены весь его положительный заряд и почти вся масса атома. Вокруг этого ядра по определенным орбитам движутся электроны, масса которых ничтожно мала по сравнению с массой ядра.

Резерфорд рассмотрел теоретически задачу о соударении α-частицы с ядром и вывел формулу, связывающую заряд ядра с углом, на который отклоняется α-частица, летящая в данном направлении с заданной скоростью. Заряд ядра можно просто связать с тем наименьшим расстоянием, на которое α-частица может приблизиться к положительно заряженному ядру. Это расстояние может служить мерой пространства, которое занимает в атоме ядро. К моменту наибольшего сближения α-частицы с ядром, преградившим ей путь, кинетическая энергия частицы должна быть израсходована на преодоление сил отталкивания ядра. Работа, необходимая для преодоления этих сил, равна потенциальной энергии взаимодействия частицы с ядром. Если заряд α-частицы $2e$ (e — положительный заряд, равный заряду электрона), Ze — заряд ядра (причем Z должно равняться числу электронов в атоме), то по закону сохранения энергии в момент наибольшего сближения должно осуществляться равенство

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2eZe}{r}. \qquad (37)$$

где r — наименьшее расстояние между ядром и α-частицей;

m — масса α-частицы;

v — ее скорость.

Экспериментально можно было определить число α-частиц, отклонившихся на данный угол. Закон отклонения α-частицы в поле ядра, выведенный Резерфордом, давал возможность на основании этих экспериментов определить заряд ядра Ze. Тогда по формуле (37) определялось расстояние r, т. е. размеры ядра (скорость v α-частицы в условиях эксперимента была известна).

Диаметр ядра атомов оказался равным по порядку величины 10^{-12}—10^{-13} *см*.

Полезно иметь в виду, что если считать электрон шариком некоторого радиуса, можно рассчитать, что его диаметр должен быть всего в несколько раз больше. Это обстоятельство наряду с гораздо более важными причинами, обсуждение которых не входит в нашу задачу, привело к выводу, что электроны не могут находиться в ядре.

Таким образом, в то время как весь атом занимает объем сферы с диаметром 10^{-8} *см*, ядро занимает область с линейными размерами в десятитысячную или стотысячную часть этого расстояния. Внутри атома господствует «пустота»! Вот тот вывод, который приходится сделать, хотя мы с трудом можем вообразить себе вообще применение слова «пустота» к атомам, линейные размеры которых в 100 млн. раз меньше 1 *см*.

Важнейший результат получился в отношении числа Z. Оказалось, что это число совпадает с порядковым номером элемента в периодической системе Д. И. Менделеева. Позднее это совпадение было доказано при изучении спектров характеристических рентгеновских лучей, испускаемых атомами вещества.

Известно, что Д. И. Менделеев, расположив все химические элементы в порядке возрастания их атомных весов, нашел, что они периодически, через правильные промежутки, проявляют одинаковые химические свойства.

Д. И. Менделеев писал:

«...если все элементы расположить в порядке по величине их атомного веса, то излучится периодическое повторение свойств ...» [1]. Впервые было показано, что свойства элементов закономерно зависят от их атомного веса или, как было позднее установлено, от атомного номера Z. Периодический закон позволил Д. И. Менделееву предсказать открытие ряда новых элементов и предвидеть их свойства и расположение в периодической системе (галлий, скандий). Эти предсказания полностью подтвердились в позднейших исследованиях. Лишь после того, как выяснился глубокий смысл числа Z и успешно была построена современная теория периодической системы, можно было по достоинству оценить гениальное открытие Д. И. Менделеева.

Периодическая система Д. И. Менделеева явилась величайшим достижением современного естествознания. Периодический закон служил и продолжает служить путеводной нитью для творческих исканий в области химических, физических, геологических и других наук.

В нашу задачу не входит рассмотрение вопроса о строении и свойствах атомного ядра. Укажем только, что по современным представлениям, впервые высказанным совет-

---

[1] Д. И. Менделеев, Основы химии, т. 2, Госхимиздат, 1947, стр. 80—81.

ским физиком проф. Д. Д. Иваненко, в состав ядра входят положительно заряженные протоны и нейтроны — нейтральные частицы с массой, близкой к массе протона.

16. НЕВОЗМОЖНОСТЬ КЛАССИЧЕСКОГО ИСТОЛКОВАНИЯ ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ АТОМА

В ядерной модели атома, которая была создана на основании опытов по рассеянию α-частиц, поражает ее внешнее сходство с солнечной системой. Действительно, в центре системы находится ядро, а вокруг него движутся электроны. Сходство между этой моделью и движением планет вокруг солнца является, однако, лишь *внешним и очень обманчивым*. Существуют глубокие различия между поведением планет в солнечной системе и электронов в атоме. Не говоря уже о том, что силы притяжения, действующие между планетами, отличаются своей природой от сил притяжения электронов к ядру, и о ряде других различий, необходимо подчеркнуть, что атому свойственна исключительная *устойчивость*, не характерная для солнечной системы.

Свойства солнечной системы весьма заметно изменяются в зависимости от многих причин, в то время как свойства атома отличаются постоянством и, в сущности, мало меняются. Об этом достаточно говорят оптические линейчатые спектры атомов, отличающиеся определенным для данного атома расположением линий.

Эта характерная для атома *устойчивость* не может быть согласована с классическим истолкованием ядерной модели атома. В самом деле, станем на точку зрения этой модели и рассмотрим простейший по устройству атом водорода, содержащий один электрон, движущийся вокруг положительного ядра — протона. Для упрощения можно считать, что электрон движется по окружности.

Известно, что круговое движение характеризуется центростремительным ускорением. Величину этого ускорения можно подсчитать, если принять во внимание, что центростремительной силой является сила притяжения электрона к ядру. Это можно написать так:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}. \tag{38}$$

Из уравнения (38) сразу находится скорость электрона. Принимая r равным 10^{-8} *см*, мы получим для v значение

$v \approx 10^8$ *см/сек*. Теперь легко найти центростремительное ускорение электрона по формуле

$$a = \frac{v^2}{r}. \tag{39}$$

Оно оказывается примерно равным 10^{24} *см/сек*^{2}.

Быстро движущийся электрон ведет себя как вибратор, колеблющийся с большой частотой, — он излучает в пространство электромагнитные волны. По закону сохранения энергии источником излучаемой энергии может быть только энергия самого электрона. Можно подсчитать, что количество энергии, излучаемой неравномерно движущимся электроном, пропорционально квадрату ускорения. Непрерывная потеря электроном энергии в виде электромагнитного излучения должна сопровождаться его приближением к ядру. Электрон не сможет удержаться на своей орбите и должен упасть на ядро! Можно показать, что в с я энергия электрона будет потеряна им примерно за $4 \cdot 10^{-9}$ *сек*!

Таким образом, за миллиардные доли секунды атом водорода должен был бы прекратить свое существование—должно было бы произойти «крушение» атома! Хорошо известно, что ничего подобного не происходит! Водород принадлежит к числу «древнейших» элементов. Он весьма распространен в природе и играет огромную роль в химических реакциях.

Можно было бы избежать трудности с потерей энергии электроном на излучение, если допустить, что он движется с малыми скоростями. Однако в этом случае все же невозможно «спасти» электрон от падения на ядро, потому что при малых скоростях электрон не сможет удержаться на окружности такого радиуса, который соответствует размерам атома.

С другой стороны, непрерывное излучение электроном энергии должно быть связано с непрерывным изменением частоты его обращения вокруг ядра. Это означает, что частота излучаемого света должна непрерывно изменяться и спектр излучения должен быть н е п р е р ы в н ы м. Как мы видели, ничего подобного нет в действительности.

Таким образом, если применить к описанию поведения электронов в атоме классическую электродинамику, нужно считать, что имеют место:

а) непрерывная потеря энергии и неустойчивость атома;

б) постоянное излучение атомом электромагнитных волн;

в) существование только сплошного спектра; не должно быть спектральных линий.

Эти выводы находятся в резком противоречии с опытом.

В действительности оказывается, что:

а) атом является устойчивой системой;

б) атом излучает световые волны лишь при определенных условиях;

в) атом дает линейчатый спектр, связанный с его внутренним строением.

Для атомов более сложных, чем водород, содержащих много электронов, все сказанное выше также остается справедливым.

Оказалось, таким образом, что ядерная модель атома, основанная на экспериментальных фактах, не только не смогла объяснить природы линейчатых спектров, но, что было гораздо хуже, находилась в серьезном противоречии с законами классической электродинамики. Трудно было думать после опытов с рассеянием α-частиц, что ядерная модель неверна. Скорее нужно было предположить, что ошибочным является применение к электрону в атоме тех же законов классической электродинамики, которым подчиняется излучение антенны.

Имелись и другие факты, приводившие к этому выводу. Достаточно вспомнить, что для разрешения всех трудностей теории теплового излучения пришлось отказаться от классических представлений о непрерывности процесса излучения. Этот отказ означал признание того, что классическая теория не в состоянии объяснить поведение атомов нагретого тела.

Глубокие противоречия между экспериментальными фактами атомной физики и классической механикой (и электродинамикой) заставили пересмотреть вопрос о применимости законов классической физики к электронам в атоме. Хотя законы классической физики были установлены в результате обобщения огромного экспериментального материала, весь накопленный материал относился к изучению макроскопических явлений. Опыты всегда проводились с телами, линейные размеры которых были несоизмеримо велики по сравнению с диаметром атома.

Постепенное убеждение в том, что к микромиру электронов и атомов нельзя применять привычные «классические» законы, явилось руководящей идеей развития теории атома и всей современной физики. Проникновение

физики в глубь атома обнаружило не только совершенно иные (количественно) масштабы, но и совершенно другие (качественно) закономерности.

Первая попытка построения неклассической теории атома была предпринята в 1913 г. и составила важный этап в развитии современной физики.

В основе этой теории, развитой Н. Бором, лежала попытка связать в единое целое эмпирические законы линейчатых спектров, ядерную модель атома и квантовый характер излучения. Следует подчеркнуть, что в теории *не содержалось принципиального отказа* от описания поведения атома при помощи классических законов. Такое описание сохранилось. Однако эти классические законы были дополнены некоторыми новыми ограничениями, накладываемыми на состояния атомов. Эти новые ограничения были сформулированы в виде постулатов, физический смысл которых не мог быть объяснен. Более того, постулаты противоречили сохраняющемуся в теории классическому описанию свойств атома. Тем не менее такой принципиально *непоследовательный* путь во многих вопросах привел к правильным результатам. Причина этого заключается в том, что в этой «старой» квантовой теории атома были правильно указаны некоторые свойства атомных систем. В современной квантовой теории эти правильные результаты были получены из гораздо более общих и строгих положений.

17. АТОМ В «СТАРОЙ» КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Содержание постулатов, положенных в основу теории, сводилось к следующему. Существует некоторый избранный ряд вполне определенных (стационарных) состояний атома, находясь в которых он *не* излучает света. Этим состояниям соответствуют вполне определенные (стационарные) орбиты электронов. При движении по этим орбитам в течение сколь угодно долгого времени электроны не излучают электромагнитных волн.

Излучение или поглощение атомом энергии сопровождается переходом его из одного стационарного состояния в другое. Излучение происходит в том случае, когда атом переходит из состояния с бо́льшей энергией в состояние с меньшей энергией. При этом электрон переходит с орбиты, более удаленной от ядра, на ближнюю к ядру

орбиту. Поглощение света сопровождается переходом атома в состояние с большей энергией. Этому соответствует переход электрона на более удаленную от ядра орбиту.

Изменение энергии атома, связанное с излучением или поглощением электромагнитных волн, пропорционально частоте этих волн γ. Если ΔE—изменение энергии атома в результате этих процессов, то

$$\Delta E = h\nu. \qquad (40)$$

где h — постоянная Планка.

Таким образом, излучение и поглощение атомом света происходят в виде отдельных квантов. Соотношение (40) называется правилом частот Бора.

В этих основных положениях не давалось еще «рецепта» для отыскания возможных стационарных состояний. Между тем необходимо было указать, чем именно отличаются от всех остальных те определенные состояния атома, в которых он находится, не излучая электромагнитных волн. По энергиям этих стационарных состояний можно было из уравнения (40) определить возможные частоты, излучаемые или поглощаемые атомом [1].

Характер стационарного состояния атома связан с определенным распределением в нем электронов. В стационарном состоянии атома водорода[2] электрон определенным образом движется относительно ядра с некоторой скоростью. Предположив, что электрон движется по круговой орбите, Бор постулировал, что только те орбиты являются стационарными, разрешенными орбитами, для которых момент количества движения электрона кратен постоянной величине $\frac{h}{2\pi}$. Этот постулат можно записать следующим образом:

$$mvr = n\frac{h}{2\pi}, \qquad (41)$$

где n — произвольное целое, положительное число;
v — скорость электрона;
m — его масса;
r — радиус стационарной орбиты.

[1] Еще один вопрос при этом должен был возникнуть: может ли атом переходить из одного стационарного состояния в любое другое. Этот вопрос впоследствии был решен экспериментально и теоретически.

[2] Теория была построена для атома водорода или любой другой системы, содержащей один электрон и ядро (водородоподобные системы). К таким системам относится, например, ион гелия.

Наличие в этом правиле выбора стационарных орбит зависимости от целого числа n в известной мере подсказывалось закономерностями, обнаруженными в линейчатых спектрах атомов. Изучение этих спектров, как мы видели, с несомненностью указывало на то, что целые числа играют важную роль в законах, описывающих поведение электрона в атоме.

Число n было названо квантовым числом. Выбор стационарных орбит получил название квантования орбит, а полученные при помощи условия (41) орбиты были названы квантованными. Каждому числу n соответствуют согласно уравнению (41) определенный радиус орбиты электрона в атоме и определенная скорость его движения. Тем самым определяется и энергия атома в стационарном состоянии с квантовым числом n.

Вычисление энергии атома проводилось, далее, по законам классической физики. Из уравнения (38) можно написать:

$$mv^2r = Ze^2. \tag{42}$$

Z введено в формулу для того, чтобы рассуждения годились для любой атомной системы с одним электроном и зарядом ядра Ze.

Разделив (42) на (41), получаем скорость движения электрона на стационарной орбите:

$$v = \frac{2\pi Ze^2}{nh}. \tag{43}$$

Например, для орбиты с $n=1$ при $Z=1$ (водород) эта скорость равна 2 230 *км/сек*, а для орбит с номером n соответственно в n раз меньше. Электрон в атоме водорода на первой орбите движется в 8 000 раз быстрее самолета, имеющего скорость 1 000 *км/ч*. Если вспомнить (см. § 1), что тепловая скорость атома водорода при температуре 300° К составляет примерно 8,2 *км/сек*, то необходимо иметь в виду что, когда атомы водорода движутся в сосуде, внутри каждого атома происходит движение электрона со скоростью, в 270 раз бо́льшей.

Подставив выражение (43) в (41), получим выражение для радиусов стационарных орбит:

$$r = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2 mZe^2}. \tag{44}$$

При $n=1$ формула (44) дает радиус первой орбиты атома водорода:

$$a_0 = 0{,}528 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Подобно тому как в классической физике и технике за единицу длины принимают метр или его доли, в атомной физике за единицу длины принимается a_0. Пользование обычными метрическими мерами для обозначения размеров порядка диаметра атома оказывается часто очень неудобным.

В дальнейшем путь, по которому решалась проблема водородоподобного атома, ничем не отличался от решения задачи электростатики о движении отрицательно заряженного бузинового шарика по кругу, в центре которого находится другой положительно заряженный шарик.

Энергия атома обычным образом записывалась в виде суммы кинетической и потенциальной энергии:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{r}$$

(знак минус у потенциальной энергии означает, что электрон притягивается к ядру, и если он не падает на него, то лишь потому, что производится работа, преодолевающая силы притяжения).

Простое вычисление, учитывающее формулы (38), (42) и (44), приводит к следующему результату:

$$E = -\frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 h^2}. \tag{45}$$

Это выражение для энергии является принципиально отличным от всего того, с чем имеют дело в классической физике.

В классической физике мы привыкли к тому, что, изменяя произвольным образом скорость движущегося тела, можно получить любую величину его энергии. Из формулы (45) видно, что положение в атоме совершенно иное. Оказывается, что энергия атома не может изменяться произвольным образом. В зависимости от квантового числа n она может иметь ряд определенных значений. Мы видим, что энергия атома является величиной квантованной, могущей принимать лишь д и с к р е т н ы е значения.

Зная энергию атома в стационарном состоянии, можно найти изменение энергии при переходе из одного стационарного состояния, характеризуемого квантовым чис-

лом n_1, в другое состояние с квантовым числом n_2. По формулам (40) и (45) можно написать, что изменение энергин при переходе между стацнонарными состояннямн с квантовыми числами n_1 и n_2 выразится следующим образом:

$$E_{n_1} - E_{n_2} = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right). \qquad (46)$$

Согласно правилу частот Бора (40) при этом излучается или поглощается один квант света и, следовательно, можно написать:

$$h\nu = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right). \qquad (47)$$

Отсюда, далее, находим:

$$\frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{ch^3} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right). \qquad (48)$$

Эгот результат и был тем объединеннем спектроскопнческих данных с квантовыми ндеямн н моделью атома, которое отыскнвалось в теории. В самом деле, сравннвая формулу (48) с формулой (34), можно вндеть, что сериальный закон для спектральных лнннй, установленный экспериментально, получил свое толкованне.

Действительно обозначнв в формуле (48) все постоянные, стоящие перед скобкой, буквой R, имеем:

$$R = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{ch^3}. \qquad (49)$$

Можно подсчитать значение этой конcганты и убедиться, что она с большой точностью совпадает с постоянной Ридберга в формуле (34). Такнм образом, формула (48) вскрывает фнзическое содержанне целых чисел n_1 и n_2, различные значения которых описывают весь спектр атома водорода. Эти квантовые числа определяют энергии стационарных состояний атома. Стала понятна и физическая прнрода термов в формуле (36).

Каждый терм соответствует определенному энергетнческому состоянию атома н можно значение терма $F(n)$ связать с энергией соответствующего состояния.

Таким образом, для атома водорода теория Бора привела к блестящему совпадению сернальных формул с экспернментальными данными. Большой заслугой теории явилось предсказание новых спектральных линий, которые

затем были обнаружены. В частности, удалось правильно классифицировать спектральные серии, наблюдаемые в спектрах некоторых звезд. Они оказались принадлежащими спектру ионизованного гелия. Серьезным успехом теории явилась возможность правильно истолковать природу спектров характеристических рентгеновских лучей.

Следует, однако, еще раз подчеркнуть, что первая неклассическая теория атома, основанная на механическом соединении классической физики с квантовыми постулатами, не была последовательной теорией. Ее отдельные успехи объяснялись тем, что в ней были правильно указаны некоторые важные свойства атомных систем. Как мы увидим, непоследовательность теории привела ее к ряду принципиальных трудностей.

Основные положения «старой квантовой» теории нашли свое подтверждение не только в правильности ряда теоретических выводов. Прямые экспериментальные факты подтвердили существование дискретных энергетических уровней атома. К таким экспериментам относились опыты Франка и Герца по возбуждению свечения атомов электронными ударами.

Схема опытов сводилась к следующему. Через трубку, наполненную ртутными парами, пропускался поток электронов, летящих от накаленного катода к аноду. Между катодом K и анодом A помещалась сетка B, сквозь отверстия которой электроны, прошедшие через диафрагму S, пролетали к аноду (рис. 20). Между катодом и сеткой было приложено напряжение U_1, ускоряющее электроны. Между сеткой и анодом прокладывалось небольшое тормозящее напряжение U_2 (около 0,5 *в*), которое задерживало очень медленные электроны, не подпуская их к аноду. Если бы ртутных паров не было, зависимость тока I, проходящего через трубку, от ускоряющего напряжения U_1 должна была бы иметь вид, изображенный на рис. 21. Пока ускоряющее напряжение $U_1 < U_2$, ни один электрон не достигнет анода, не «пробьется» через встречное поле, и поэтому тока не будет. Дальше с ростом U_1 ток должен нарастать. Этот рост прекращается, когда все электроны, которые способны вылетать из катода, достигнут анода (ток насыщения). При наполнении трубки ртутными парами можно было ожидать возрастания тока I, потому что к току электронов из катода должен был бы прибавиться поток вторичных электронов, получившихся в результате ионизации атомов быстрыми электронами.

Опыты привели к другим результатам. Зависимость то-

ка I от напряжения U_1 получилась в виде кривой, изображенной на рис. 22. Она содержит несколько резких максимумов, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга, равном 4,9 *в*.

Для объяснения этой кривой необходимо иметь в виду, что движение электронов затруднено присутствием ртутных

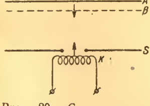


Рис. 20. Схема опытов Франка и Герца. Электроны ускоряются электрическим полем между катодом K и сеткой B и замедляются встречным слабым полем между анодом A и сеткой B.

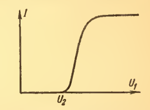


Рис. 21. Ожидаемые результаты опытов Франка и Герца. Когда напряжение между катодом и сеткой превысит встречный (сеточный) потенциал, анодный ток должен был бы расти до насыщения.

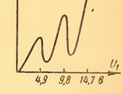


Рис. 22. Результаты опытов Франка и Герца. Электроны, накопившие энергию 4,9 *эв*, передают ее при неупругом соударении атому ртути и не достигают анода. Анодный ток резко уменьшается. Это повторяется через каждые 4,9 *эв* при соударении электрона с двумя, тремя и т. д. атомами ртути.

паров: электроны встречают на своем пути атомы ртути и соударяются с ними. Соударения электронов с атомами могут быть двух видов:

а) упругие удары, при которых электрон изменяет направление своего движения, отскакивает от атома, не теряя при этом своей энергии;

б) неупругие удары, при которых электрон отдает всю или часть своей энергии; при этом уменьшаются его скорость и энергия.

Когда электрон движется в разгоняющем электрическом поле с разностью потенциалов U_1, он приобретает энергию, равную

$$eU_1 = \frac{mv^2}{2}. \qquad (50)$$

Из кривой рис. 22 видно, что пока ускоряющая элек-

трон разность потенциалов не стала равна $U_1=4{,}9$ *в*, ток возрастал. Это значит, что электроны претерпевали упругие соударения, изменяли направление скорости, но электрическое поле между катодом и сеткой заставляло их, в конце концов, достигнуть анода. Когда U_1 становилось равным 4,9 *в*, электрон претерпевал неупругий удар с атомом и о т д а в а л е м у с в о ю э н е р г и ю. Потеряв скорость, он не мог преодолеть задерживающего напряжения U_2 и не достигал анода. Поэтому ток в этот момент резко падал, как это и видно из рис. 22.

При напряжении $U_1=9{,}8$ *в* происходило соударение электрона с двумя атомами (каждому из них электрон отдавал половину своей энергии). В результате электрон снова терял всю свою энергию и не мог достигнуть анода. Замечательно, что между значениями $U_1=4{,}9$ *в* и $U_1=9{,}8$ *в*, так же как и от $U_1=0$ до $U_1=4{,}9$ *в*, ток возрастал. Это значит, что электроны могут испытывать неупругие удары только тогда, когда их энергия имеет о п р е д е л е н н ы е значения. Вместе с тем это означает и другое: атом м о ж е т п р и н я т ь лишь определенные порции энергии, как раз такие, чтобы он был переведен из одного энергетического состояния в другое, «возбужденное», с большей энергией.

В этих экспериментах одновременно был обнаружен и квантовый характер излучения света. Возбужденное состояние, в которое переходит атом, принявший от электрона энергию, является неустойчивым состоянием. Атом стремится перейти в состояние более устойчивое с меньшей энергией [1]. Таким состоянием является то, в котором атом находился до получения энергии от электрона. При этом переходе атом должен потерять энергию в 4,9 электронвольт [2]. Если механизм излучения указан теорией правильно и переход в состояние с меньшей энергией сопровождается излучением одного кванта света, в опытах должно было наблюдаться свечение ртутных паров вполне определенной частоты. Частота излучения должна соответствовать энергии кванта, равной 4,9 *эв*. Другими словами, должно иметь место равенство

$$\frac{eU_1}{300}=h\nu=\frac{hc}{\lambda} \qquad (51)$$

[1] Подобно тому как тело, поднятое на некоторую высоту и обладающее определенной потенциальной энергией, всегда стремится опуститься вниз, в состояние с меньшей энергией.

[2] Электрон-вольтом (*эв*) называют единицу энергии, употребляемую в атомной физике: 1 *эв* $=1{,}60\cdot10^{-12}$ *эрг*.

(коэффициент $^1/_{300}$ связан с переходом от практических единиц—вольт к абсолютным электростатическим единицам). Подставив в выражение (51) $U_1 = 4{,}9$ *в* и значения всех постоянных, получим:

$$\lambda = 2\,537\ \text{Å}.$$

Эксперимент действительно показал, что происходит свечение ртутных паров с излучением этой, так называемой резонансной линии ртути с длиной волны 2 537 Å.

Мы можем теперь ответить на вопрос о том, как возникает свет, как протекают те процессы, которые происходят внутри источника света и приводят к излучению. Эти процессы связаны с изменением энергетических состояний атомов-излучателей. Получившие извне энергию атомы источника возбуждаются, переходят в состояния с большей энергией. Эти возбужденные состояния являются неустойчивыми, и атомы могут находиться в них весьма малое время (приблизительно 10^{-8} *сек*). Они быстро переходят обратно в нормальное, невозбужденное состояние. В момент такого перехода каждого из атомов происходит излучение одного кванта света.

Как уже подчеркивалось выше, теория, основанная на квантовых постулатах, была непоследовательной и привела в ряде вопросов к серьезным трудностям. Ее первые успехи быстро сменились крупными неудачами.

Несовершенство этой теории обнаружилось уже тогда, когда попытались объяснить, почему одни линии в спектре водорода более яркие, чем другие. В этом важном вопросе об интенсивностях спектральных линий старая квантовая теория атома оказалась весьма беспомощной.

Для атомов же, содержащих два и более электронов, теория не смогла вообще ничего сказать даже и о характере линейчатых спектров. Выяснилось, что такие многоэлектронные атомы вообще не могут быть рассмотрены в этой теории. Серьезные неудачи теории атома, построенной на попытках «подправить» классическую физику квантовыми постулатами, пытались вначале преодолеть улучшением этой теории. Попытки были направлены прежде всего к тому, чтобы усовершенствовать правила квантования и распространить теорию на более сложные атомы. В этом направлении были достигнуты некоторые успехи и спектры некоторых более сложных атомов удалось расшифровать.

Вместе с тем постепенно становилось очевидным, что эта теория, правильно объясняющая одни факты и неспособная объяснить ряд других, представляет собой лишь частный случай какой-либо более совершенной теории.

Такая теория возникла не сразу. Потребовался большой круг новых экспериментальных фактов, чтобы на смену старой квантовой теории с ее механическим соединением классической физики и квантовых постулатов пришла новая теория. С новой квантовой механикой связаны многие серьезные достижения современной физики в ряде ее областей. Эта теория по-новому осветила и электрические свойства твердых тел, которые будут рассмотрены в следующих главах.

Десятилетие между появлением боровской теории атома и созданием новой квантовой механики (1913—1925 гг.) было периодом напряженных исканий новых путей. В этот период было обнаружено, что электрон, который, как мы знаем, имеет определенный заряд и массу, обладает еще одним важным свойством.

Поскольку электрон — заряженная частица, его движение в атоме по орбите создает замкнутый электрический ток. Если поместить атом в магнитное поле, электронный ток будет вести себя подобно магнитной стрелке, помещенной в это поле. Магнитные свойства электрона, связанные с его движением по орбите, характеризуются орбитальным магнитным моментом электрона. Наличие у электрона массы приводит к тому, что, вращаясь по орбите с определенной скоростью, он, кроме того, обладает механическим моментом количества движения.

Однако наличием магнитного и механического моментов, связанных с движением электрона по орбите, не исчерпываются многообразные свойства электрона. Для объяснения многих явлений, связанных с поведением электронов в атоме (например, факта раздвоения спектральных линий в спектрах щелочных металлов), пришлось предположить, что, кроме магнитного момента, связанного с движением электрона по орбите, у электрона существует еще собственный механический и магнитный момент. Орбитальный момент возникает благодаря вращению электрона как планеты вокруг ядра солнца. Можно представить себе возникновение еще одного момента, связав его с вращением электрона как «планеты» вокруг своей оси. Такое «собственное вращение» электрона должно быть также связано с некоторыми механическим и магнитным моментами.

Этот момент количества движения, названный «спином», сыграл большую роль в дальнейшем развитии атомной физики. Модельное представление «спина» как момента, связанного с собственным вращением электрона, при всей его наглядности не может, к сожалению, считаться правильным. Строгое рассмотрение вопроса, в которое мы не можем входить, показывает, что спин электрона есть своеобразная «внутренняя степень свободы» электрона. Необходимо считать, что электрон, помимо заряда и массы, имеет еще спин, присущий ему в такой же степени, как и эти «привычные» характеристики. Наличие спина подчеркивает многообразие свойств электрона. Поистине гениальным было предвидение В. И. Ленина о том, что свойства электрона также неисчерпаемы, как и свойства атома.

В этот же период был обнаружен важный принцип, позволивший понять повторяемость химических свойств элементов, которую обнаружил Д. И. Менделеев в своем периодическом законе.

Речь идет о числе электронов, которые могут находиться на одной орбите. Было ясно, что у всех элементов электроны не могут находиться на самой нижней орбите. В этом случае не было бы различия в химических свойствах атомов различных элементов, потому что эти различия определяются валентными электронами, расположенными на внешних орбитах. С другой стороны, наличие сходного расположения внешних электронов у некоторых атомов было несомненно и вытекало из периодического закона Д. И. Менделеева. Глубокий анализ расположения электронов в различных атомах периодической системы элементов Д. И. Менделеева привел к выводу, что построение этой системы становится ясным с точки зрения следующего принципа.

В атоме не может существовать двух электронов, находящихся в одинаковом состоянии и имеющих одинаковое направление спина[1]. Этот квантовый принцип запрета (принцип Паули) позволил также объяснить сложную, тонкую структуру спектральных линий. Его теоретическое обоснование было получено позднее.

К моменту, когда в физике был сделан следующий шаг вперед по пути разрешения трудностей, возникших в теории атома и излучения, совершенно твердо были установлены следующие основные положения:

---

[1] Важной особенностью спина электрона является существование только двух возможных его ориентаций (направлений).

1. Свет обладает как волновыми, так и корпускулярными квантовыми свойствами.

2. Атом представляет собой сложную систему, состоящую из положительного ядра и вращающихся вокруг него электронов. Эта система управляется особыми, квантовыми законами. Особенностью этих законов является, в частности, существование дискретных, определенных значений некоторых основных физических характеристик атома, например энергии.

3. Состояния электронов в любой системе подчиняются квантовому принципу запрета Паули.

18. ПОНЯТИЕ О ВОЛНОВЫХ СВОЙСТВАХ ВЕЩЕСТВА

Этих основных положений оказалось недостаточно, чтобы на их основе сразу можно было создать новую теорию. Для создания такой теории потребовался внимательный анализ всего того, что было накоплено в области механики, оптики, электродинамики и учения об атоме. Особую роль сыграло наличие у света корпускулярных и волновых свойств. После того как выяснилось с полной определенностью, что свет обладает одновременно как квантовыми свойствами, так и свойствами электромагнитных волн, была внимательно прослежена та аналогия, которая имеется в распространении пучка света и движении тела по законам механики[1]. Результатом такого сопоставления явилось предположение, что не только свет проявляет себя в одних явлениях как волна, в других — как поток фотонов, но и частицы вещества при известных условиях должны обнаруживать волновые свойства.

Следующие рассуждения позволяют высказать такое предположение.

Поставим перед собой вопрос о том, всегда ли свет в равной степени проявляет свои волновые и квантовые свойства. Если проследить по шкале электромагнитных волн (от длинных волн к коротким), то можно обнаружить определенную закономерность в проявлении волновых и квантовых свойств света. По мере уменьшения длины световой волны (и следовательно, увеличения частоты) становится все труднее обнаружить волновые свойства света. Напротив, квантовые свойства света при переходе к более коротким волнам проявляются все в большей степени.

[1] Было бы нецелесообразно вникать здесь в существо этой оптико-механической аналогии.

Примером этого могут служить попытки обнаружить дифракцию рентгеновских лучей, долгое время не удававшиеся (см. § 20). В коротковолновых рентгеновских лучах лишь в особых условиях можно обнаружить дифракцию. Однако квантовые свойства рентгеновских лучей обнаруживаются весьма легко (см. § 13).

Если исследовать самые короткие электромагнитные волны (γ-лучи[1]), почти невозможно представить себе, что существуют волновые свойства света.

С этой точки зрения не было ничего невероятного в предположении, что электрон, корпускулярные свойства которого (заряд, масса) изучаются давно и стали привычными, имеет еще и волновые свойства, ведет себя в известных условиях как волна.

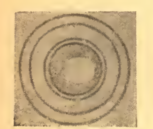
Эта гипотеза Л. де Бройля о волновых свойствах частиц вещества была подтверждена экспериментально в опытах по отражению электронов от металлов. Оказалось, что при отражении электронов обнаруживаются резкие дифракционные максимумы в некоторых направлениях, совершенно аналогичные картине дифракции света. Дифракционные явления были обнаружены также при прохождении быстрых электронов сквозь тонкие пленки твердого тела.

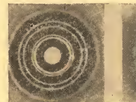
Опыты П. С. Тартаковского в Ленинграде и Г. П. Томсона в Англии показали, что дифракционная картина, наблюдаемая при прохождении электронов через мелкокристаллическое вещество, совершенно аналогична явлению дифракции рентгеновских лучей на большом числе произвольно расположенных кристалликов. На рис. 23,*а* изображена дифракционная картина, полученная при рассеянии пластинкой алюминия рентгеновских лучей. На рис. 23,*б* изображены фотографии дифракционных картин, полученных при рассеянии пучка электронов тонкими слоями золота и меди.

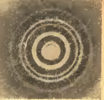
В 1951 г. в Москве Л. М. Биберманом, Н. Г. Сушкиным и В. А. Фабрикантом осуществлен опыт по дифракции поочередно летящих электронов на веществе. В отличие от всех предыдущих исследований этого типа были осуществлены такие условия, когда на тонкую пленку вещества посылался пучок электронов столь малой интенсивности, что объект «обстреливался» поочередно летящими электронами. В гл. 3 обсуждался вопрос о том, каковы были бы результаты опыта, состоящего в последовательном

[1] Так называют весьма коротковолновое электромагнитное излучение, сопровождающее радиоактивный распад тяжелых ядер.

обстреле фотонами некоторого препятствия. Мы видели, что результат наблюдения после многократного «обстрела» соответствовал бы той дифракционной картине, которая получается на данном препятствии при облучении его световым потоком, состоящие из большого числа фотонов. Аналогичный результат получился в опытах по дифракции поочередно летящих электронов.







а) *б*)

Рис. 23. Фотографии дифракционных картин, полученных при рассеянии рентгеновских лучей алюминием (*а*) и пучка электронов золотом и медью (*б*).

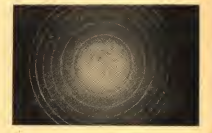


Рис. 24. Дифракция поочередно летящих электронов в опыте Бибермана, Сушкина и Фабриканта. Результат «стрельбы» одиночными электронами не отличается от обычной дифракционной картины.

В результате многократной «стрельбы электронами по веществу» получилась типичная дифракционная картина, изображенная на рис. 24.

В настоящее время для исследования структуры твердого тела в равной степени используются как дифракционные картины, получаемые при рассеянии рентгеновских лучей на данном веществе, так и электронограммы—дифракционные картины от рассеяния электронов исследуемым веществом. В некоторых случаях применение электронных лучей было удобнее, чем рентгеновских.

Эксперимент с полной достоверностью обнаружил существование волновых свойств у движущегося электрона.

Из наблюдений дифракционной картины можно было измерить длину волны, соответствующей движущемуся электрону. Оказалось, что эта длина волны определяется формулой

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \qquad (52)$$

установленной де Броглем в самом начале развития представлений о волновых свойствах частиц вещества.

В этой формуле λ — длина волны, m — масса движущегося электрона, v — скорость электрона и h — постоянная Планка.

В формуле (52) нет ничего специфического для электрона как определенной частицы. В нее входят лишь масса m и скорость v. Это значит, что не только электрон, но и движущаяся молекула характеризуется определенными волновыми свойствами. Опыт подтвердил это.

При отражении атомов и молекул от поверхностей также обнаружились дифракционные явления. Формула де Бройля подтверждена обширным экспериментальным материалом и является одним из основных соотношений современной физики.

Эту формулу можно лучше понять, если обратиться к фотону, который обладает корпускулярными свойствами и в этом смысле может сравниваться с движущейся частицей вещества. В гл. 3 мы видели, что фотон, движущийся со скоростью c, обладает массой m, равной $\frac{h\nu}{c^2}$. С другой стороны, частота ν связана с длиной волны соотношением

$$\lambda = \frac{c}{\nu}.$$

Подставив сюда ν из выражения для массы фотона, мы получим формулу

$$\lambda = \frac{h}{mc}, \qquad (53)$$

совершенно аналогичную выражению (52), с той лишь разницей, что скорость движения частицы заменена скоростью света, с которой распространяется фотон.

Два вопроса, естественно, возникают в связи с обнаружением волновых свойств частиц вещества:

1) обнаруживаются ли волновые свойства у таких тел, с которыми мы повседневно встречаемся?

2) каков физический смысл волн, связанных с движущимися частицами вещества?

Проще ответить на первый вопрос, тем более, что он сразу же возникает при взгляде на формулу (52): ведь **всякой** массе m, движущейся со скоростью v, должна соответствовать некоторая длина волны!

Ответ на этот вопрос связан с величиной постоянной Планка.

Как мы видели раньше (см. гл. 3), постоянная Планка $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *эрг·сек.* Если рассмотреть движение тела с массой $m = 1$ *г* и скоростью $v = 1$ *см/сек*, то длина волны, соответствующей такому телу, окажется $\lambda = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *см.* Нечего и думать пытаться каким-либо образом обнаружить столь малую длину волны. Еще хуже будет, если речь пойдет об измерении длины волны, соответствующей движению тел с большей массой. Совершенно иное получится при движении частицы с очень малой массой, например электрона. Так как масса электрона имеет тот же порядок величины, что и постоянная Планка, малость h уже не будет сказываться. Если электрон разгоняется электрическим полем с разностью потенциалов U, то, преобразуя формулу (52), можно легко получить для длины волны, связанной с таким электроном, выражение

$$\lambda = \frac{12{,}2}{\sqrt{U}}. \qquad (54)$$

Здесь λ измерена в ангстремах, а U—в вольтах. Длины волн получаются при этом того же порядка, как и у рентгеновских лучей. Например, при $U = 100$ *в*

$$\lambda = 1{,}22 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 1{,}22 \text{ Å}.$$

Ответить на второй вопрос значительно труднее. Здесь может оказать помощь рассмотренное в гл. 3 взаимоотношение между корпускулярными и волновыми свойствами света.

До сих пор мы говорили о длине волны, соответствующей частице, движущейся с определенной скоростью. Можно, очевидно, говорить и об **амплитуде** этих волн. Вопрос о природе волн, связанных с движущимися частицами вещества, можно сформулировать как вопрос о физическом смысле амплитуды этих волн. Вместо амплитуды удобнее рассматривать интенсивность, пропорциональную квадрату амплитуды.

Если рассматривается отражение пучка электронов от поверхности и обнаруживается, что по некоторым направлениям наблюдаются максимумы числа отраженных элек-

тронов, это значит, что в этих направлениях отражается большее число электронов, чем в других направлениях. В этом можно убедиться, поставив в соответствующих направлениях приемник электронов, например цилиндр Фарадея[1]. С волновой точки зрения наличие максимумов в некоторых направлениях означает, что эти направления соответствуют наибольшей интенсивности волн, соответствующих отражающимся электронам. Выходит, что интенсивность волн оказывается наибольшей там, где имеется большее число электронов. Другими словами, интенсивность волн в данной точке пространства определяет число электронов, попавших в эту точку. Это послужило основанием для «вероятностного» толкования волн, связанных с движущимися частицами. Квадрат амплитуды этих волн в данной точке является мерой вероятности того, что частица находится в этой точке.

Следует подчеркнуть, что распространение таких волн не связано с распространением какого-либо электромагнитного поля.

Было бы большим заблуждением представлять себе волновые свойства вещества так, что движение частицы сопровождается распространением очень коротких электромагнитных волн. Среди известных нам из опыта электромагнитных, акустических и других волн нет аналога волнам, связанным с движущимися частицами вещества.

Открытие волновых свойств движущихся частиц вещества явилось важнейшим вкладом в развитие современной физики. Вместе с твердо установленным экспериментально квантовым характером законов, описывающих внутриатомные процессы, обнаружение волновых свойств частиц вещества послужило фундаментом для создания новой, квантовой или, как ее еще называют, волновой механики.

19. ПОНЯТИЕ О ВОЛНОВОЙ МЕХАНИКЕ

Прежде всего наличие волновых свойств у электрона было принято во внимание при изучении движения электронов в атоме. Можно сразу установить простую зависимость между размерами стационарной орбиты, по которой движется электрон согласно старой теории, и длиной соответствующей ему волны.

[1] В цилиндре Фарадея количество попавших электронов измеряется чувствительным гальванометром, соединенным с внутренней обкладкой цилиндра.

Используя формулу (43) для скорости электрона на стационарной круговой орбите, можно подсчитать соответствующую длину волны:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{nh}{2\pi mZe^2}. \tag{55}$$

Зная радиус орбиты [см. формулу (44)], можно найти путь электрона, т. е. длину окружности орбиты:

$$s = 2\pi r = \frac{n^2h^2}{2\pi mZe^2}. \tag{56}$$

Оказывается, что на стационарной орбите электрона укладывается целое число длин волн. В самом деле, разделив выражение (56) на (55), мы получим:

$$\frac{s}{\lambda} = n, \tag{57}$$

где n—квантовое число, которым определяется, как мы видели, энергетическое состояние атома. Поскольку электрон в атоме должен двигаться по стационарным орбитам, можно сказать, что в атоме происходит своеобразная «настройка» пути электрона на определенную длину волны. Существует определенное сходство между такой «настройкой» и звучанием скрипичной струны, закрепленной своими концами. Можно доказать, что такая струна дает звуковые волны вполне определенного тона, причем удвоенная длина струны, деленная на длину волны, оказывается для каждого тона целым числом. Если рассмотреть колебание струны так, как этого требует математическая постановка задачи, то при данном закреплении струны возможные частоты звучания оказываются связанными с некоторыми целыми числами и длиной струны.

Из аналогии этого типа возникла счастливая мысль описывать поведение волн, связанных с движущимися частицами вещества, такими же методами, какими описываются в физике волновые процессы. Эти методы составляют в настоящее время содержание волновой механики.

При помощи этих методов установлено, что если электрон может свободно двигаться по некоторому направлению между двумя заданными точками A и B, но не может выйти за пределы отрезка AB, то эта задача во многом аналогична задаче о колебаниях закрепленной струны. Условиями закрепления струны (так называемыми граничными условиями) для электрона должно быть требование, чтобы на концах отрезка обращалась в нуль амплитуда электронных волн. Оказывается, что при этом возможны

не все длины волн, а лишь некоторые, связанные с размерами отрезка простыми соотношениями того же типа, что и связь длины закрепленной струны с длиной звуковой волны.

Из граничных условий, накладываемых на амплитуду электронных волн, строго математическим путем можно получить условия, которым должна удовлетворять энергия частицы, движущейся внутри ограниченного пространства. Энергия такой частицы, оказывается, не может принимать любых значений. Существуют вполне определенные, дискретные значения энергии, которые частица может иметь. Эти квантованные значения энергии определяются некоторыми целыми числами, которые связывают с длинами волн размеры пространства, в котором частица может двигаться.

Если электрон движется в атоме вокруг ядра, то на языке волновой механики этому движению соответствует электронная волна, сосредоточенная в ограниченном пространстве. Правда, в этом случае не могут быть наложены столь жесткие граничные условия, как в случае движения электрона на отрезке. Можно себе представить (по крайней мере, умозрительно) такой случай, когда радиусы орбит так велики, что атом «разбухает» до грандиозных размеров. В старой теории этому соответствуют очень большие квантовые числа n в формуле (44). Но стоит только потребовать, чтобы амплитуда электронной волны была конечна, непрерывна и однозначна во всем пространстве, как на энергию электрона в атоме накладываются определенные ограничения. Оказывается, что энергия может принимать лишь определенные значения. Эти значения совершенно так же, как и в квантовой теории Бора, связаны с квантовыми числами n по формуле (45).

Очень существенно, что появление дискретных энергетических состояний в волновой механике не связано с какими бы то ни было предположениями, кроме некоторых общих математических условий. Полезно еще раз напомнить, что в старой теории атома дискретность энергетических уровней была следствием теоретически необоснованных постулатов Бора. В волновой механике эти постулаты оказались ненужными. Более того, их содержание вытекало из волномеханического описания поведения электрона в атоме. Например, согласно волновой механике в атоме существуют такие точки, где вероятность найти электрон оказывается наибольшей (места ма-

ксимумов амплитуды «волн вероятности»). Эти места совпадают с теми стационарными орбитами, которые существуют в атоме согласно теории Бора.

Нашел свое естественное толкование и постулат стационарных состояний атома. В этих состояниях устанавливается определенная, не меняющаяся с течением времени вероятность распределения электрического заряда и как следствие этого получается отсутствие излучения атома в стационарном состоянии.

Ядро атома окружено «электронным облаком», плотность которого наибольшая в тех местах, где проходят орбиты электронов согласно боровской теории. Размеры этого электронного облака определяют и размеры атома. При переходе атома из одного энергетического состояния в другое изменяется конфигурация электронного облака. Оно как бы мгновенно сокращается или разбухает. В момент перехода атома из одного энергетического состояния в другое его электроны находятся как бы одновременно в двух состояниях: начальном и конечном. При этом вероятность распределения заряда в атоме уже зависит от времени. Эта зависимость оказывается периодической функцией с частотой, пропорциональной изменению энергии атома.

В волновой механике доказывается, что излучение или поглощение света происходит квантами энергии с частотой, пропорциональной изменению энергии атома. Правило частот (40), бывшее постулатом в старой теории, в волновой механике получается без каких бы то ни было дополнительных предположений.

Во всех случаях, где боровская теория приводила к правильным результатам, волновая механика подтвердила эти результаты. Но во многих проблемах, которые стояли на пути теории атома и не были разрешены старой теорией, волновая механика позволила существенно продвинуться вперед.

В следующих главах мы рассмотрим, как применялись методы волновой механики не только к одному атому, но и к объединению этих атомов в твердом теле. Нас будут интересовать электрические свойства твердых тел. Мы увидим, что современная физика внесла значительные изменения в наши представления об этих свойствах и позволила с единой точки зрения подойти к объяснению различия в электрических свойствах металлов, изоляторов и полупроводников.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В МЕТАЛЛАХ

20. ПОНЯТИЕ О СТРУКТУРЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Простейшие черты твердого тела, резко отличающие его от газа,—постоянство объема и формы, связаны с различным внутренним строением вещества в этих агрегатных состояниях. В то время как у газов молекулы беспорядочно движутся, занимая весь предоставленный им объем сосуда, твердое тело является в этом смысле прямой противоположностью газу. Его частицы размещаются упорядоченно в узлах так называемой кристаллической решетки. Уже давно было известно, что многие твердые тела обнаруживают внешне правильную геометрическую форму. Такие тела были названы кристаллами. Каждому приходилось наблюдать зимой правильные геометрические узоры кристаллов льда, образовавшихся при замерзании воды на окнах. Любители крупной соли знают, что кристаллы поваренной соли представляют собой кубы. Кристаллы всегда ограничены плоскими, симметрично расположенными друг относительно друга гранями, сходящимися в ребрах и вершинах. Кристаллы кварца, например, являются шестигранными призмами, заканчивающимися шестигранными пирамидами (рис. 25). Однако сравнительно немногие твердые тела имеют кристаллическую структуру, обнаруживаемую непосредственно по внешней форме тела. Это бывает только у так называемых монокристаллов — крупных одиночных кристаллов, какими являются природные кристаллы горного хрусталя, поваренной соли и др. Монокристаллы иногда могут быть весьма крупными. Например, известный металловед Д. К. Чернов, разрезая слитки железа, нашел внутри одного из них монокристалл железа длиной около 40 *см*. Большинство твердых тел имеет мелкокристаллическую структуру, состоит из скопления большого количества мелких кристалликов. К таким поликристаллическим твердым телам относятся металлы, которые всегда можно отличить от других типов твердых тел по присущему им «металлическому блеску» и ковкости. Металлы отличаются очень хорошей теплопроводностью и электропроводностью.



Рис. 25. Кристаллическая решетка кварца представляет собой шестигранные призмы, заканчивающиеся пирамидами.

Последнее свойство металлов будет предметом специального обсуждения в этой главе. Отдельные кристаллики металла благодаря силам взаимодействия образуют тот кусок металла, который нам кажется сплошным.

В конце XVIII в. было высказано предположение, что правильная внешняя геометрическая форма кристаллов является результатом упорядоченного расположения частиц, составляющих кристалл. Однако только в начале нашего столетия изучение кристаллического состояния вещества было поставлено на прочную экспериментальную основу. В 1912 г. М. Лауэ обнаружил дифракционную картину рассеяния рентгеновских лучей на решетке, представляющей собой кристаллы твердого тела (рис. 23). Это открытие имело большое значение и для физики рентгеновских лучей и для дальнейших исследований строения кристаллов. Для рентгеновских лучей была, наконец, найдена такая дифракционная решетка, размеры щелей у которой были соизмеримы с длиной волны рентгеновских лучей. Появилась возможность осуществить дифракционный опыт с рентгеновскими лучами и доказать тем самым их волновую, электромагнитную природу. Для исследования структуры твердого тела этим открытием был создан метод зондирования внутренних областей, позволивший при помощи рентгенограмм убедиться в правильном, упорядоченном расположении частиц, составляющих кристаллы. Постепенно выяснились важные особенности строения твердых тел. Оказалось, что в равновесном положении частицы кристалла находятся в узлах пространственной кристаллической решетки. Тепловое движение частиц кристалла происходит так, что они совершают колебания относительно положений равновесия. В жидкости или газе молекула как целое участвует в тепловом движении всех видов (поступательном, вращательном, колебательном). Все части молекулы одновременно принимают в нем участие. В этом смысле весь кристалл следует рассматривать как одну гигантскую молекулу, ибо во всех его частях, одновременно происходят тепловые колебания частиц. По характеру сил взаимодействия и тому, какие частицы расположены в узлах кристаллической решетки, различается несколько типов твердых тел.

Все соли типа хлористого натрия, углекислого кальция и др. образуют группу так называемых ионных кристаллов. В этих телах электрический ток переносится ионами (так называемая ионная проводимость), причем

при высокой температуре эта проводимость весьма хорошая. Ионные кристаллы хорошо раскалываются. Чистые образцы этих тел обычно прозрачны и отличаются сильным поглощением света в инфракрасной части спектра. В узлах ионной решетки расположены правильно чередующиеся положительные и отрицательные ионы. Силы взаимодействия между частицами в такой решетке в основном электростатические. На рис. 26 изображена кристаллическая ре-



Рис. 26. Кристаллическая решетка поваренной соли. В зачерненных узлах находятся положительные ионы натрия. Остальные узлы заняты отрицательными ионами хлора.



Рис. 27. Кристаллическая решетка алмаза имеет сложную геометрическую форму.

шетка NaCl. Зачерненные узлы заняты положительными ионами Na^+. Остальные узлы заняты отрицательными ионами Cl^-.

У так называемых *валентных кристаллов* решетка атомная, в ее узлах расположены атомы. Силы взаимодействия между атомами носят сложный характер, и объяснение их стало возможным только на основе квантовой механики. Такие кристаллы, например алмаз и карборунд, отличаются своей твердостью и плохой раскалываемостью. Этот тип твердых тел образуется из легких элементов средних групп периодической системы Д. И. Менделеева. На рис. 27 представлена кристаллическая решетка алмаза, имеющая сложную геометрическую форму.

Кроме этих типов решеток, различаются *металлические* и *молекулярные* кристаллические решетки. В металлах положительные ионы образуют «остов» решетки. Электроны в виде своеобразного «электронного газа» занимают пространство между ионами. Дальше будут подробно обсуждаться причина этого и важнейшие следствия, вытекающие из такого строения металлов. Молекулярные

решетки имеют кристаллы многоатомных химических соединений (окислы фосфора, серный ангидрид). К этому типу твердых тел (так называемых молекулярных кристаллов) относится большинство твердых органических соединений, сухой лед, парафин, иод. Они имеют низкую температуру плавления и кипения и представляют собой правильные объединения слабо связанных молекул.

Среди твердых тел особое место занимают полупроводники, к которым относятся окись и закись меди, окись цинка, селен, германий, кремний. Все они отличаются меньшей электропроводностью, чем металлы, причем с повышением температуры электропроводность полупроводников растет, в то время как для металлов она при нагревании уменьшается. По свойствам твердости, раскалываемости и структуре решетки полупроводники напоминают валентные кристаллы. Ввиду особой важности полупроводников в современной физике и технике мы подробнее рассмотрим их электрические свойства в гл. 7.

Такая классификация кристаллических твердых тел до известной степени условна. Существует большое количество твердых тел, свойства которых не позволяют отнести их к какому-либо из рассмотренных типов. Эти вещества следует поместить где-то между двумя группами.

Нас в дальнейшем будут интересовать электрические свойства твердых тел. Нужно заметить, что изучение этих свойств твердых тел вначале не связывалось с внутренним строением кристаллов. Только в конце XIX в. после создания электронной теории и классической теории твердого тела различие в свойствах твердых тел, в том числе и электрических, стало связываться с определенными представлениями о характере молекулярной структуры, теплового движения и взаимодействия частиц твердого тела.

В современной физической теории поведение большого числа частиц, объединенных в твердое тело, описывается теми же квантовыми законами, которым подчиняется отдельный атом. В этом смысле современная теория является единой. При помощи квантовых законов удается объяснить различия в электропроводности разных типов твердых тел.

Как и всегда, решающим испытанием применимости квантовых законов к исследованию электрических свойств твердых тел является сопоставление теоретических выводов с экспериментальными фактами. Оказалось, что

многие из наблюдаемых электрических свойств этих тел, не получивших правильного объяснения в классической физике, нашли в квантовой теории свое истолкование.

21. КЛАССИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛОВ

Уже очень давно было известно, что прохождение тока через металлы не сопровождается никакими изменениями свойств проводника, за исключением его нагревания. Установлено, что прохождение электрического тока не связано с переносом вещества металла. Если в электрическую цепь поместить две предварительно взвешенные, плотно соприкасающиеся пластинки из различных металлов и после пропускания нескольких миллионов кулонов электричества взвесить пластинки, то обнаружится, что металлы в точности сохраняют свой вес. Кроме того, при любом направлении тока нельзя обнаружить присутствия налетов одного металла на другом. Это свидетельствует о том, что ток обусловлен движением таких заряженных частиц, которые являются *общими* для всех металлов. Такими частицами являются электроны. В основе теории металлов лежит представление о наличии в металлах свободных электронов, движущихся подобно атомам газа. Появление этих электронов связывается с тем, что атомы металла, занимая почти равновесное положение в узлах решеток, диссоциируют на положительные ионы и электроны. В результате внутри металла всегда находится определенное количество свободных, валентных электронов. Для одновалентных металлов на один атом приходится один свободный электрон.

Академикам Л. И. Мандельштаму и Н. Д. Папалекси удалось экспериментально обнаружить наличие в металле валентных, свободных электронов. Опыт состоял в резком торможении движущегося металла, соединенного с неподвижным гальванометром. При торможении гальванометр обнаруживал кратковременный ток, вызванный инерционным движением электронов относительно решетки металла. В этом опыте можно было измерить удельный заряд (см. § 9) тех частиц, движением которых осуществлялся электрический ток, и убедиться в том, что это были электроны.

Свободные электроны в результате большого числа столкновений с ионами, расположенными в узлах решетки, и друг с другом обладают подобно атомам газа всевозможными скоростями, причем их средняя кинетическая

энергия, как и у частиц газа, определяется только температурой металла.

Как известно (см. § 1), при комнатной температуре скорость частиц газа весьма велика, однако электроны не могут легко покинуть металл, поверхность которого является своего рода «стенками сосуда» для электронного газа. Электроны удерживаются внутри металла и для удаления электрона должна быть совершена некоторая положительная работа W, так называемая «работа выхода». Природу работы выхода можно понять, если рассмотреть картину сил, действующих на границе металл—вакуум. Металл содержит равное количество положительных и отрицательных зарядов и поэтому является электрически нейтральным. Выход из металла одного электрона, обладающего определенной энергией, разной в различных металлах, нарушает эту нейтральность, и металл, потеряв электрон, оказывается заряженным положительно. Положительно зарядившийся металл удерживает вышедший электрон силой электростатического взаимодействия. Можно показать, что действие положительно заряженного металла на электрон эквивалентно действию одного положительного заряда, расположенного в глубине металла так, что он является как бы «зеркальным изображением» электрона, находящегося вне металла. Это значит, что оба заряда— электрон и положительный заряд—расположены симметрично по обе стороны от границы металла на одинаковом расстоянии от поверхности. Рис. 28 поясняет взаимное расположение двух зарядов, между которыми действует сила, которую иногда называют «силой электрического изображения». Вышедшие из металла электроны создают вблизи поверхности облако пространственного отрицательного заряда. Если нет причин, которые приводят к его рассасыванию, этот заряд также затрудняет выход электронов из металла.

Выход электронов из металла при его нагревании — явление термоэлектронной эмиссии, составляет важнейшую основу действия электронных и газоразрядных приборов, и ему посвящена обширная специальная литература. Для описания поведения электронов в металле удобно ввести понятие «потенциального барьера». Если принять, что вне металла энергия электронов равна нулю, то внутри металла их потенциальная энергия равна W, где W—положительная работа выхода. Если представить себе некоторую «потенциальную яму» с глубиной W, можно считать, что электроны находятся на дне «потенциального

ящика». Схематически это изображено на рис. 29. Для выхода из металла электрон должен преодолеть «потенциальный барьер» высотой W *.

Описывая поведение электронов как своеобразного «электронного газа», можно определить его давление, объем и температуру. По формуле (7) можно вычислить давление электронного газа в металле. Оно оказывается равным по порядку величины нескольким тысячам атмосфер.

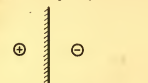


Рис. 28. Схематическое расположение положительного заряда, образовавшегося внутри металла в результате выхода из него электрона. Оба заряда являются зеркальным изображением друг друга и между ними действуют силы притяжения. Работа выхода электрона равна энергии, необходимой для удаления его в бесконечность.

Рис. 29. Схематическое изображение «потенциального ящика» с плоским дном, соответствующего модели свободных электронов в металле. Глубина потенциального ящика соответствует классическому толкованию работы выхода электрона из металла.

Ясно, что электроны только потому не разлетаются, что силы, являющиеся причинами потенциального барьера, уравновешивают это давление.

Аналогия с идеальным газом позволяет сразу записать энергию, которой обладает электрон в металле при данной температуре. Согласно формуле (8) энергия электрона при температуре T будет равна

$$\frac{m\overline{u^2}}{2}=\frac{3}{2}kT, \tag{58}$$

где $k=\frac{R}{N_A}=1{,}38\cdot10^{-16}$ *эрг/град*—так называемая постоянная Больцмана (см. § 6).

При помощи формулы (58) легко подсчитать среднюю тепловую скорость электрона в металле. При температуре 0° С эта скорость приблизительно равна 100 *км/сек*. Однако эта скорость хаотического теплового движения

* В этом и всех дальнейших рисунках отсчет потенциальной энергии производится вверх, что соответствует для электронов уменьшению потенциала.

электронов не определяет направленного переноса электричества в металле (т. е. тока), потому что за счет соударений направление тепловой скорости непрерывно изменяется. Соударения между электронами не могут существенным образом изменить условий их теплового движения. Подобно упругим шарам электроны при взаимных соударениях будут обмениваться своими скоростями (см. § 2). Соударения электронов с ионами должны зависеть от средней длины свободного пробега электронов (см. § 3). Естественно считать, что электрон в металле свободно движется от одного узла решетки к другому, и поэтому средняя длина свободного пробега электрона по порядку величины должна быть равна междуузельному расстоянию в решетке металла (т. е. 10^{-8} *см*). Мы увидим дальше, что в действительности дело обстоит гораздо сложнее.

Электрический ток — направленное движение электронов («электронный ветер») может возникнуть только в том случае, когда к замкнутому проводнику приложена некоторая разность потенциалов и создано, таким образом, электрическое поле. Это поле и вызывает направленное движение электронов внутри проводника.

Такие простые представления позволили создать первоначальную электронную теорию проводимости металлов. Прежде чем перейти к рассмотрению этой теории электропроводности, укажем, что во всех классических теориях непроводящих твердых тел электроны считались связанными с некоторыми атомами (см. гл. 6). Отсутствие проводимости объяснялось тем, что электроны не могут в таких телах передвигаться на сколько-нибудь большие расстояния. Можно было думать, что огромная разница в удельных сопротивлениях металлов и диэлектриков объясняется серьезным различием в их внутреннем строении. Таким различием в классической теории считались существование у металлов и отсутствие у диэлектриков свободных валентных электронов. Однако выяснилось, что в отношении многих других свойств проводники и непроводники ведут себя весьма сходным образом. Например, среди металлов и непроводников имеются вещества как с низкими, так и с высокими точками плавления. С другой стороны, различие в прочности связи электронов с атомами может изменить электрическое сопротивление в десятки и сотни раз, но оно не может обусловить огромной разницы между электропроводностью металла и диэлектрика. Все это заставляло думать, что характер внутреннего строения проводников и диэлектриков обусловлен одинаковыми

причинами и вряд ли предположение классической теории о резко отличающемся поведении электронов металлов и диэлектриков соответствует действительности. Мы увидим, что большим достижением современной теории твердого тела является объяснение резкого различия проводимости в металлах и непроводниках. Это объяснение стало возможным только на базе современной квантовой теории.

22. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Важнейшей задачей электронной теории металлов был теоретический вывод закона Ома для постоянного тока. Этот закон можно сформулировать в виде связи между плотностью тока и напряженностью электрического поля, вызывающего направленное перемещение электрических зарядов. Плотностью тока называется количество электричества, которое за 1 *сек* переносится через 1 *см*^{2} поперечного сечения проводника. Плотность тока j прямо пропорциональна напряженности электрического поля E. Коэффициентом пропорциональности служит удельная электропроводность вещества проводника γ. Таким образом,

$$j=\gamma E. \tag{59}$$

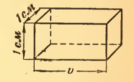


Рис. 30. К вычислению плотности тока в металле. Все электроны, расположенные в объеме с основанием 1 *см*^{2} и высотой, равной скорости электронов, под действием поля создают определенную плотность тока.

Удельная электропроводность обратно пропорциональна удельному сопротивлению ϱ проводника.

Закон Ома (59) может быть доказан на основе электронной теории. Чтобы подсчитать плотность тока, необходимо найти величину заряда, который переносится в 1 *сек* через площадку в 1 *см*^{2}. Через 1 *см*^{2} за 1 *сек* пройдут все те электроны, которые находятся от площадки на расстоянии, равном скорости электронов. Другими словами, это будут все те электроны, которые находятся в параллелепипеде с высотой v и основанием 1 *см*^{2}, т. е. с объемом v (рис. 30).

Если n — количество электронов в 1 *см*^{3} (плотность «электронного газа»), то полный заряд, переносимый за 1 *сек*, выразится следующим образом:

$$j=env, \tag{60}$$

Здесь под v надо понимать среднюю скорость электрона на длине свободного пробега под влиянием поля и не смешивать ее с тепловой скоростью электрона u [см. формулу (58)].

Эту скорость v направленного движения можно найти следующим образом. Ускорение a, которое приобретает электрон под действием электрического поля, определится из второго закона Ньютона:

$$a = \frac{eE}{m} \tag{61}$$

(где e — заряд электрона и m — его масса).

Если предположить, что в результате соударения с ионом решетки электрон на мгновение останавливается, т. е. его скорость становится равной нулю, можно определить среднюю скорость электрона на длине свободного пробега по простому соотношению кинематики:

$$v = \frac{0 + at}{2} = \frac{at}{2}, \tag{62}$$

где t — время свободного пробега, которое можно выразить через длину свободного пробега λ и среднюю тепловую скорость u:

$$\lambda = ut, \tag{63}$$

откуда

$$t = \frac{\lambda}{u}.$$

Подставив в выражение (60) все найденные величины, получим:

$$j = \frac{ne^2\lambda}{2mu} E. \tag{64}$$

Из сравнения (64) и (59) находим удельную электропроводность

$$\gamma = \frac{ne^2\lambda}{2mu}. \tag{65}$$

В этом выводе сделаны два предположения. Считается, что все электроны в металле имеют одинаковую тепловую скорость и одинаковую длину свободного пробега.

В действительности нужно считать, что электроны, находящиеся в тепловом движении, имеют различные скорости и подчиняются максвелловскому закону распре-

деления скоростей. Существует также некоторое распределение свободных пробегов. Если внести соответствующие поправки в вывод коэффициента электропроводности, дело сведется к некоторому изменению численного коэффициента, в то время как зависимость от физических величин остается прежней. В выражение (65) входят n и λ, которые, строго говоря, неизвестны. Определить эти величины порознь из опыта оказалось затруднительным (см. § 28). Поэтому зависимость γ от различных причин, например от температуры, оставалась неясной. Можно было думать, что, поскольку u пропорционально $\sqrt{T}$, сопротивление металлов (обратно пропорциональное электропроводности) должно возрастать с температурой, как $\sqrt{T}$. Между тем, как известно, сопротивление чистых металлов прямо пропорционально T. Выходом из положения являлось допущение, что произведение $n\lambda$ зависит от температуры таким образом, чтобы в результате была обеспечена необходимая зависимость γ от T, т. е. γ пропорционально $1/T$. Для этого нужно было, чтобы произведение $n\lambda$ зависело от температуры пропорционально $\frac{1}{\sqrt{T}}$.

Однако оснований для такой зависимости не было.

В силу того, что величины n и λ оставались в классической теории металлов невыясненными, для сопоставления теории с экспериментом стали искать те характеристики металла, которые не зависят от n и λ. Например, коэффициент теплопроводности металла зависит от n и λ таким же образом, как коэффициент электропроводности. Это дало возможность сопоставить с опытом отношение коэффициентов электропроводности и теплопроводности, причем было получено согласие между теорией и экспериментом. Вместе с тем классическая теория не смогла объяснить зависимость электропроводности от температуры.

Классическая электронная теория металлов привела к одной очень серьезной трудности. Если электроны ведут себя как частицы одноатомного идеального газа, им надо приписать при температуре T энергию $\frac{3}{2}RT$ на 1 грамм-атом [см. формулу (8)]. Это значит, что за счет электронного газа теплоемкость металла должна возрасти на $\frac{3}{2}R$, т. е. на 3 *кал/г-атом · град* и общая теплоемкость металла должна быть 9 *кал/г-атом · град.* Между тем экспериментально было установлено, что теплоем-

кость металлов близка к 6 *кал/г-атом · град* (см. гл. 1). Выходит, что электроны не принимают тепла при нагревании металла, «не участвуют» в теплоемкости металла. Правда, эту трудность можно было преодолеть, предположив, что только малая часть валентных электронов свободна. Но при этом надо было отказаться от всей теории электропроводности, развитой на представлениях о свободном электронном газе.

Таким образом, классическая электронная теория металлов не смогла правильно описать всю совокупность электрических свойств металла. Достигнув успеха в одном, она приводила к противоречиям в другом. До тех пор, пока теория твердого тела не была переработана на основе квантовых представлений, не удалось добиться существенных сдвигов в исследовании электрических и тепловых свойств металлов.

23. ПОНЯТИЕ О КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ МЕТАЛЛОВ

Представление о металле в первоначальной квантовой теории твердого тела мало отличалось от классического. Считалось, что валентные электроны свободны и движутся внутри металла так, как будто бы положительные ионы решетки не создают никакого электрического поля. Считалось, что взаимодействие электронов с решеткой металла сводится к простым соударениям, и не учитывался тот факт, что в действительности ионы решетки создают периодическое электрическое поле, в котором движутся электроны. Поэтому движение электронов металла можно было по-прежнему рассматривать как происходящее в «потенциальном ящике» (см. § 21). Плоское «дно» этого ящика (рис. 29) как раз и означает, что никакого поля внутри металла не существует и движение электронов ограничено только тем, что они не могут выйти за пределы потенциального ящика.

Однако существенным отличием первоначального квантового описания металла от классического явилось то, что были приняты во внимание волновые свойства электронов.

Поскольку движение электронов в металле ограничено стенками «потенциального ящика», длины волн электронов могут принимать только определенные значения (см. § 19). Следовательно, согласно формуле де Бройля (52) электроны в металле могут иметь определенные, дискретные значения скорости и, таким образом, энергия их квантована; существуют дискретные энергетические уровни электронов в металле.

Существенным отличием дискретных энергетических уровней электронов в металле от таких же уровней в атоме является малое расстояние между ближайшими уровнями. В атоме энергетические уровни более раздвинуты. В металле нельзя непосредственно, например по спектру, различить дискретные энергетические состояния электронов.

Представление о дискретных энергиях электронов в металле было первым существенным изменением в классической картине, внесенным квантовой теорией. Но этим дело не ограничилось. По-новому решен был вопрос о возможном распределении электронов по дозволенным энергетическим уровням. Само собой разумеется, что все электроны стремятся занять наиболее низкие энергетические уровни, как более устойчивые. Но необходимо вспомнить принцип квантового запрета Паули (см. § 17), согласно которому вводится ограничение на число электронов, находящихся в данном состоянии. По принципу Паули исключено, чтобы все электроны поместились на нижнем уровне. Когда этот уровень занят двумя электронами, все остальные будут попарно занимать состояния с большей энергией[1]. Число занятых энергетических состояний, грубо говоря, имеет порядок величины плотности электронов в металле. На рис. 31 занятые электронами энергетические уровни в «ящике» заштрихованы. Видно, что работа выхода W электрона из металла должна отсчитываться не от «дна» потенциального ящика, как это делалось в классической теории, а от верхнего из заполненных состояний. Такое размещение электронов по энергетическим уровням должно происходить при любой температуре металла. Оно будет происходить и при абсолютном нуле температуры, когда по классической физике все электроны должны



Рис. 31. Свободные электроны металла располагаются в потенциальном ящике на определенных энергетических уровнях по два электрона на каждом уровне. Все занятые уровни заштрихованы. Крестиками выделены верхние занятые энергетические уровни. Электроны, находящиеся на этих уровнях, могут быть возбуждены нагреванием (эта небольшая часть электронов участвует в теплоемкости металла).

[1] По принципу Паули не более двух электронов во всем кристалле могут находиться в одном и том же состоянии. При этом они имеют противоположно направленные спины.

иметь скорость, равную нулю, и должны были бы все находиться на уровне с энергией, равной нулю.

В действительности распределение электронов по энергиям при температуре $T=0^\circ$ К будет иметь вид, изображенный на рис. 31. Верхние, занятые электронами энергетические уровни заштрихованы крестиками. Вся картина дает энергетический спектр дозволенных энергетических состояний электронов. Таким образом, в отличие от классических представлений при абсолютном нуле большинство электронов движется и при том с весьма большими скоростями. Если подсчитать скорость электронов, занимающих при абсолютном нуле верхние из заполненных уровней, она окажется равной приблизительно 10^8 *см/сек*. Например, для серебра она равна $1{,}39 \cdot 10^8$ *см/сек*. Этот результат вначале ошеломляет. Он означает, что в состоянии вещества, которое когда-то М. В. Ломоносов называл «крайней степенью холода», частицы обладают огромной энергией. Согласно классической кинетической теории (см. гл. 1) молекула газа имеет такую энергию... при температуре, близкой к пятидесяти тысячам градусов! Трудно представить себе более убедительное доказательство того, что нельзя описывать поведение электронов в металле методами классической статистики. Понятно, что и к проблеме электропроводности нужно тоже подходить иначе, чем это делалось в классической электронной теории. Необходимо учесть квантовый, дискретный характер энергии электронов в металле и особый характер размещения электронов по энергетическим уровням.

Оказывается, что частицы, подчиняющиеся принципу Паули, иначе распределяются по скоростям, чем это следует из классической статистики (см. § 3). В самом деле, ясно, что кривая, изображающая распределение молекул газа по скоростям (рис. 5), не передает того распределения электронов по скоростям, которое существует в металле при $T=0^\circ$ К. По классической статистике нет частиц, имеющих скорости при абсолютном нуле. К электронам в металле применим другой закон распределения частиц по скоростям, другая, так называемая квантовая статистика. В основе ее лежит принцип запрета Паули и некоторые другие теоретические положения квантовой физики. Различия выводов квантовой и классической статистики становятся особенно заметными при низких температурах или больших плотностях частиц.

Плотность электронного газа в металле настолько велика (порядка 10^{22}—10^{23} *частиц/см*^{3}), что классический за-

кон распределения по скоростям совершенно непригоден. На рис. 32 изображена кривая распределения электронов по состояниям при абсолютном нуле температуры, которая следует из квантовой статистики (кривая *1*). Там же дано изменение, которое вызывается в этой кривой нагреванием (кривая *2*). По своему смыслу эти кривые совершенно аналогичны кривым рис. 5, определяющим классическое распределение молекул газа по скоростям.

С точки зрения принципа запрета смысл кривых понятен, если учесть, что все нижние уровни энергии заняты и электроны равномерно заполняют все дозволенные энергетические состояния.

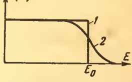


Рис. 32. Кривые распределения электронов по состояниям в квантовой теории. Прямоугольник (*1*) при 0° абс. шкалы несколько искажается (*2*) при температурах, отличных от нуля. Это искажение происходит вблизи E_0 — границы занятых энергетических состояний при абсолютном нуле.

Резкое спадение кривой при $E=E_0$ показывает, что существует высший занятый уровень в заполненной области энергии (верхняя граница заштрихованной области на рис. 31). При абсолютном нуле нет электронов с энергией, большей чем E_0. Важнейшим свойством кривой распределения электронов в квантовой статистике является ее малая чувствительность к температуре. Увеличение температуры изменяет кривую только вблизи E_0 и притом таким образом, что резкое спадение при E_0 сменяется более плавным изменением кривой распределения. Это показано на кривой *2* рис. 32.

Большинство свободных электронов имеет скорости и энергии, относящиеся к прямолинейной части кривой распределения. Эти электроны (как и те, которые приходятся на спадающую часть кривой) свободно двигаются сквозь кристаллическую решетку металла. Однако в двух отношениях эти электроны ведут себя совершенно иначе, чем это предполагалось в классической электронной теории.

Во-первых, электроны, приходящиеся на прямолинейную часть кривой (а их большинство!), не участвуют в теплоемкости металла.

В самом деле, для того чтобы принять на себя некоторую энергию при нагревании, электрон должен иметь возможность перейти из занятого им энергетического состоя-

ния на ближайший свободный энергетический уровень. Но все ближайшие уровни заняты другими электронами. Тепло, которое соответствует нагреванию на 1° С (теплоемкость), не может перевести электрон, находящийся на «глубинном» энергетическом уровне, в область незаполненных уровней. Поэтому в теплоемкости может участвовать только малая часть электронов, находящихся на энергетических уровнях, расположенных вблизи верхнего края заполненной области энергетических уровней. На рис. 31 эта небольшая часть уровней обозначена штриховкой крестиками. Только малая часть свободных электронов может поглощать тепло при нагревании. Таким образом, исключается трудность классической теории металлов об отсутствии электронной составляющей теплоемкости.

Во-вторых, в переносе электрической энергии, в процессе электропроводности электроны смогут участвовать лишь в том случае, если, кроме занятых энергетических состояний, существуют другие, свободные, на которые электроны могли бы переходить под действием электрического поля.

Дело в том, что для появления «электронного ветра», для движения электронов в данном направлении, необходимо, чтобы под действием приложенной разности потенциалов электроны приобрели направленную скорость. Для этого они должны изменить и свою энергию. Можно показать, что необходимы чрезвычайно сильные поля, чтобы заставить электрон изменить свою энергию сколько-нибудь значительно. При обычных разностях потенциалов, приложенных к металлу, речь может идти об очень малой энергии, которую при этом получает электрон. Ясно, что эту энергию электроны примут только в том случае, если существуют близкие незанятые энергетические уровни. В этом случае происходит переход электронов на эти свободные уровни и создается ток в направлении действующего электрического поля.

В том случае, если отсутствуют незаполненные энергетические уровни, на которые электроны твердого тела могли бы переходить, они не возмущаются полем и не участвуют в переносе электрической энергии. Их нельзя заставить двигаться в нужном направлении. Они совершенно свободно, со своими тепловыми скоростями движутся сквозь решетку кристалла, но это хаотическое движение не приводит к направленному переносу электричества.

Теория электропроводности, построенная на этой основе, привела к выражению электропроводности, близкому

к формуле (65). Однако в этом результате получилось одно существенное отличие от классического. В знаменателе формулы вместо тепловой скорости электронов u стояла скорость u_0, соответствующая верхней границе занятых энергетических состояний на рис. 32. Она практически не зависит от температуры. Результат содержал одну переменную величину, имеющую смысл средней длины свободного пробега, и только ею могла определяться температурная зависимость коэффициента электропроводности. Для того чтобы получилось согласие между экспериментальными и теоретическими значениями γ, нужно было считать, что эта длина свободного пробега составляет сотни междуатомных расстояний в решетке. На первый взгляд это кажется непонятным. В классической теории под λ понимали величину расстояния между узлами в решетке и считалось, что электрон проходит без соударения именно такое расстояние. Эту трудность удалось преодолеть, когда вопрос о взаимодействии электронов проводимости с решеткой металла был рассмотрен иначе, чем в классической электронной теории. Одновременно с этим была понята и зависимость сопротивления (или электропроводности) от температуры. На языке волновой механики движение электронов сквозь решетку означает распространение электронных волн. Свободный пробег электронов не связан непосредственно с величиной междуузельного расстояния в решетке, потому что электронная волна не ограничена в своем распространении этим расстоянием. Для распространения электронных волн узлы решетки не являются преградой. Они могут распространяться на сотни междуузельных расстояний, и поэтому длина свободного пробега электронов может быть очень велика. Взаимодействие электронных волн с ионами в металле состоит в том, что происходит рассеяние этих волн на ионах решетки. Один из важнейших результатов современной теории электропроводности состоит в том, что в случае идеальной решетки, периодичность которой не нарушается тепловыми колебаниями атомов, направленное движение электронов должно совершаться беспрепятственно и сопротивление должно отсутствовать. Если ионы решетки находятся в покое, то не происходит неупругих соударений электронов с ионами, отсутствует рассеяние электронных волн и сопротивление равно нулю.

При абсолютном нуле температуры особенно велика средняя длина свободного пробега электронов. Если кристаллическая решетка находится в состоянии тепловых ко-

лебаний, то эти колебания вызывают рассеяние электронных волн. В результате происходит уменьшение средней длины свободного пробега электронов и возникает сопротивление.

Температурная зависимость средней длины свободного пробега электронов обнаруживает резкое возрастание при уменьшении температуры. На рис. 33 показано изменение с температурой средней длины свободного пробега электрона в серебре.

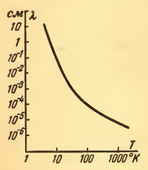


Рис. 33. Температурная зависимость средней длины свободного пробега электронов в серебре. С уменьшением температуры резко возрастает средняя длина свободного пробега электрона.

При обычных комнатных температурах средняя длина свободного пробега оказывается обратно пропорциональной первой степени температуры. Это и приводит к хорошо подтверждающейся на опыте зависимости электропроводности от температуры. Таким образом, объяснилась и эта трудность классической теории электропроводности.

Можно в итоге сказать, что применение к электронам в металле не классической, а квантовой теории позволило построить теорию, объясняющую многие электрические свойства металлов. Однако на важный вопрос, который интересует нас в этой книге: почему существуют проводники, диэлектрики и полупроводники, квантовая теория твердого тела ответила не сразу.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

МЕТАЛЛЫ И ДИЭЛЕКТРИКИ

24. ПОНЯТИЕ О ЗОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо более тщательно рассмотреть условия, в которых происходит движение электрона в кристалле твердого тела. Мы уже видели, что в квантовой теории металлов вначале не учитывалось, что ионы, находящиеся в узлах кристаллической решетки, создают электрическое поле. Именно поэтому можно было считать, что потенциальный барьер, который ограничивает движение электронов, имеет вид «потенциального ящика с

плоским дном». Другими словами, считалось, что потенциальная энергия электрона в металле везде одинакова. В действительности это не так. Каждый положительно заряженный ион создает электрическое поле, которое периодически изменяется от одного узла решетки к другому. Например, в металлическом натрии положительные ионы, обладающие единичным положительным зарядом, содержат ядро, заряженное положительно 11 протонами, и 10 электронов, расположенных на заполненных электронных оболочках. Одиннадцатый внешний электрон, который в свободном атоме является валентным, в металле становится электроном проводимости. Этот электрон движется в электрическом поле кристалла, и его движение никак нельзя считать свободным. Электрон притягивается к положительно заряженным центрам в узлах решетки, и его потенциальная энергия уменьшается при приближении к иону. Периодическое изменение электрического поля в кристалле приводит к тому, что потенциальная энергия электронов не сохраняется постоянной и периодически изменяется. Периодический характер потенциала существенно сказывается на поведении электронов и приводит к ряду важных следствий. В частности, теория свободных электронов не может объяснить различия между металлами и диэлектриками. Выше мы уже говорили, что простые классические представления о том, что в изоляторах электроны «привязаны» к атомам и поэтому не могут осуществлять проводимость, не соответствуют действительности. Учет периодического поля кристалла позволит нам в рамках так называемой зонной теории твердого тела понять различия в электрических свойствах твердых тел.

На рис. 34 изображено изменение потенциальной энергии электрона проводимости в металле. Минимумы энергии соответствуют местам, где расположены положительные ионы. В кристаллах с атомной решеткой сохраняется такой характер изменения потенциальной энергии электронов. При приближении к ядру атома электроны испытывают притяжение и их потенциальная энергия уменьшается.

Если электрон движется свободно (вне кристалла), его потенциальная энергия равна нулю и полная энергия равна кинетической:

$$E = \frac{mv^2}{2}.$$

Такой электрон может иметь любые значения скорости, следовательно, его энергия также может принимать лю-

бые значения. «Спектр» возможных значений энергии свободной частицы является непрерывным. Скорость электронов связана с длиной де-бройлевской волны соотношением (52), которое удобно записать, введя волновое число $k = \frac{1}{\lambda}$ (см. § 14):

$$v = \frac{hk}{m}. \qquad (66)$$

Волновому числу можно приписать смысл вектора, направленного вдоль скорости. Тогда зависимость энергии



Рис. 34. Потенциальная энергия электрона, двигающегося в периодическом электрическом поле кристалла. Минимумы потенциальной энергии соответствуют местам, где расположены атомы или ионы решетки.

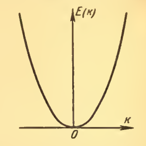


Рис. 35. Зависимость энергии свободного электрона, движущегося в некотором направлении от волнового числа, имеет вид непрерывной параболы.

электрона от волнового числа будет иметь вид параболы, изображенной на рис. 35:

$$E = \frac{h^2}{2m} k^2. \qquad (67)$$

Величина E (существенно положительная) нанесена на оси ординат снизу вверх, а значения k могут быть как положительные, так и отрицательные. Они отложены вправо и влево по оси абсцисс.

Если электрон движется в металле и потенциальная энергия его считается везде постоянной (потенциальный ящик!), эта зависимость сохраняется. Дискретные значения волнового числа, а следовательно, и энергии, получаются при этом потому, что лишь некоторые длины волн являются дозволенными, а именно те, которые соответствуют обращению в нуль амплитуды электронной волны на границах ящика (см. § 19).

В периодическом потенциальном поле энергия электрона не пропорциональна k^2 и зависит как от характера поля, так и от направления движения. Для *некоторого* направления эта зависимость имеет вид, изображенный на рис. 36. При некоторых значениях волнового числа имеются *разрывы* в непрерывной кривой энергии. Число разрывов зависит от характера изменения периодического поля решетки. Существование разрывов тесно связано с волновыми свойствами электронов, движущихся в периодическом поле кристалла твердого тела. Наличие разрывов говорит о том, что при движении в данном направлении некоторые значения энергии электрона не могут осуществляться. Для различных направлений разрывы энергетической кривой происходят в различных местах при различных значениях k. Это очень существенно, потому что можно представить себе два возможных случая разрывов по разным направлениям. Представим себе, что те значения энергии, которые являются запрещенными для электронов, движущихся в одном *направлении*, являются *разрешенными* для электронов, движущихся *по другим направлениям*. В этом случае получится, что совершенно запрещенных значений энергии для движения в произвольном направлении *не существует*. Но может случиться так, что запрещенные значения энергии для *одного из направлений не* перекрываются полностью допустимыми значениями для других направлений. В этом случае существует *такой разрыв* возможных значений энергии, в который *«не может попасть» ни один электрон*, в каком бы направлении он ни двигался. Схема уровней энергии состоит в этом случае из полос (зон) с очень тесно расположенными уровнями, разделенных запрещенными областями энергии. Схематически эти два случая можно изобразить так, что в первом случае дозволенные *зоны* энергий *перекрываются* (рис. 37,*а*), а во втором — зоны *разделены* (рис. 37,*б*).

Появление разрешенных и запрещенных энергетических зон в кристалле с периодической структурой напоминает действие электрических фильтров, которые обрезают часть частот и имеют полосы пропускания. Появление энергетических зон связано с волновыми свойствами электронов в кристалле.

Известно, например, что рентгеновские лучи при определенных длинах волн и некоторых ориентациях кристалла испытывают столь сильное отражение, что не могут пройти через кристалл; подобно этому волновые свойства электро-

на в кристалле проявляют себя в явлении интерференции электронных волн (о явлении интерференции волн см. § 10). По мере приближения величины волнового числа к некоторым значениям, соответствующим условию интерференционного ослабления электронных волн, происходит сильное затухание, а затем и полное отражение этих волн.

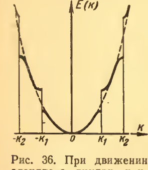


Рис. 36. При движенин электроиа внутри крнсталла парабола рис. 35 искажается. В ией появляются разрывы, соответствующие областн запрещениых значеиий энергнн электронов в кристалле.

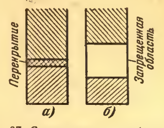


Рис. 37. Схематнческое изображеиие расположеиия разрешенных энергетических зон в твердом теле. В случае a разрешеиные зоиы перекрываются, и это тело иезависимо от заполнения зои будет проводником. В случае $б$ разрешенные зоны разделены запрещеиной областью энергий. Еслн ннжняя зона заията электронамн не полностью, твердое тело будет металлом. Если ннжияя зона вся заполнена электронами, твердое тело будет диэлектриком.

Можно показать, что значения k, при которых происходит полное отражение электронных волн в кристалле, равны

$$k = \pm \frac{n\pi}{a}, \tag{68}$$

где a — период кристаллической решетки и n — целые числа: 1, 2, 3, ...

Эти значения k ограничивают полосы возможных значений длин волн электронов в кристалле. Всякий раз, когда k становится равным $\pm \frac{n\pi}{a}$, электронные волны не могут распространяться в кристалле. Энергия электрона при переходе от одной полосы дозволенных значений k к другой испытывает скачок, подобный тому, который происходит с энергией атома при переходе от одного квантового уровня к другому.

Возникновение полос (зон) дозволенных значений энергии электрона в кристалле связано с особыми квантовыми состояниями электронов в твердом теле. Эти состояния отличаются от энергетических уровней изолированного атома (ср. § 17).

Когда из N одинаковых атомов образуется твердое тело, значительно возрастает связь между атомами. В результате этого сильного взаимодействия все энергетические состояния атомов (как основное состояние, так и возбужденные состояния) расщепляются. Вместо системы дискретных уровней энергии, характеризующих отдельный атом, в кристалле появляется система полос, каждая из которых представляет собой энергетический уровень атома, расщепленный на N близко расположенных уровней. Энергетическое «расстояние» между соседними уровнями полосы очень незначительно: оно имеет порядок величины 10^{-22} *эв*. Поэтому совокупность таких уровней можно рассматривать как сплошную полосу (зону) «шириной» порядка 1 *эв*, в пределах которой может находиться энергия электрона. Нужно, однако, помнить, что в этой почти сплошной полосе находится N очень близко расположенных дискретных энергетических уровней.

25. МЕТАЛЛЫ И ДИЭЛЕКТРИКИ В ЗОННОЙ ТЕОРИИ

Различие электрических свойств проводников и диэлектриков определяется характером расположения энергетических зон и их заполнения электронами.

Если число электронов таково, что заполняется только часть нижней зоны, картина во многом напоминает модель свободных электронов в «потенциальном ящике». Электроны, находящиеся на нижних уровнях частично заполненной зоны, не могут принять энергии. Этому мешают электроны, заполняющие все ближайшие расположенные выше уровни. Те же электроны, которые находятся у верхнего края заполненной области, могут быть возбуждены. Они могут перейти на свободные энергетические уровни, расположенные ближе к верхнему краю занятой зоны и могут осуществить «электронный ветер» — ток. В том случае, когда разрешенные зоны энергии перекрываются (рис. 37,*а*), тело будет проводником независимо от заполнения нижней зоны. Даже в случае ее заполнения электронами всегда поблизости будут свободные уровни верхней, перекрывшей нижнюю, зоны. Твердое тело может быть проводником и в

том случае, если зоны разделены запрещенной областью. Но в этом случае необходимо, чтобы нижняя зона не была целиком заполнена. Тогда в ее верхней части имеются свободные уровни, на которые могут переходить электроны, принявшие энергию от источника тока. Зонная теория разъяснила, почему среди металлов наилучшую электропроводность имеют одновалентные металлы (медь, серебро, золото, щелочные металлы — натрий и калий). У этих металлов на каждый атом приходится один валентный электрон. У трехвалентного алюминия таких электронов три. Валентные электроны металла могут свободно двигаться сквозь решетку металла, и на первый взгляд электропроводность алюминия должна быть больше, чем у меди. С увеличением валентности растет как будто число электронов, способных участвовать в электропроводности, осуществлять электрический ток. В действительности оказывается, что удельное сопротивление тянутой меди при 100° С почти вдвое меньше, чем у алюминия, и, следовательно, электропроводность во столько же раз больше. Электропроводность металла зависит *не от числа валентных электронов*, приходящихся на один атом. Электропроводность *металла зависит от числа электронов*, для которых в верхней зоне *имеется достаточное число свободных* энергетических состояний. Поясним, что это означает.

Рассмотрим одновалентные металлы. У них все электроны размещаются в нижней, первой зоне, попарно на каждом энергетическом уровне. В результате первая зона будет заполнена наполовину и в этой зоне остается большое количество незанятых состояний, в которые могут переходить электроны под действием электрического поля. Такие металлы должны обладать высокой электропроводностью. В случае двухвалентных металлов с перекрывающимися первыми двумя зонами валентные электроны занимают большую часть состояний нижней зоны и некоторое число состояний во второй зоне. В результате число электронов, которые могут быть переведены внешним полем в свободные состояния, оказывается *меньшим*, чем у одновалентных металлов. Если нижняя зона заполнена целиком, все электроны этой зоны фактически исключаются из числа носителей электрического тока. Электрический ток может быть вызван только сравнительно небольшим числом электронов, занимающих верхнюю незаполненную зону. Таким образом, с увеличением валентности металла *не обязательно* растет его электропроводность и у поливалентных

металлов, число носителей электрического тока не увеличивается пропорционально валентности.

Если твердое тело содержит столько электронов, что нижняя зона целиком заполнена и между зонами существует запрещенная область (рис. 37,*б*), оно ведет себя как диэлектрик. Действительно, в этом случае как «нижние», так и «верхние» электроны занятой зоны не могут испытать действия поля и участвовать в распространении электрической энергии. Для них нет свободных мест на близкорасположенных верхних уровнях. Свободные уровни, на которые они могли бы перейти, отделены от них широкой запрещенной областью в несколько электрон-вольт. Можно сказать, что в этом случае электроны твердого тела свободно перемещаются со своими тепловыми скоростями в различных направлениях, но это движение не создает направленного переноса электрических зарядов.

Сразу ясно, насколько эти представления коренным образом отличаются от модели связанных зарядов в диэлектриках, при помощи которой классическая теория объясняла отсутствие у них проводимости.

По современным представлениям электроны в кристаллах изоляторов следует считать в некотором смысле «более свободными», чем в кристаллах металлов. Оказывается, однако, что источники тока не могут заставить электроны в таких кристаллах двигаться в определенном направлении и создавать электрический ток.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

26. СОБСТВЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Между металлами с удельным сопротивлением 10^{-5} — 10^{-6} *ом · см* и диэлектриками с сопротивлением 10^{10} — 10^{15} *ом · см* находится огромное количество материалов, относящихся к полупроводникам, удельное сопротивление которых изменяется в широком интервале: от 10^{-5} до 10^{10} *ом · см*.

До 70-х годов прошлого столетия электротехника практически не использовала большой диапазон изменения электропроводности полупроводников. Первые исследования полупроводников относились к изучению фотопроводимости селена и появлению э. д. с. при освещении некоторых электродов в жидкой среде. Выпрямительные эффекты в полупроводниках наблюдались в 70-х годах прошлого ве-

ка. Радиолюбители в свое время широко пользовались кристаллическими детекторами. В 1926 г. был построен технический выпрямитель переменного тока из закиси меди. В 30-х годах появились твердые фотоэлементы из закиси меди с запирающим слоем. К этому времени относится начало развития теории полупроводников, основанной на квантовой механике и успехах в теории металлов. За последующие 25 лет полупроводники заняли выдающееся место в физике твердого тела и сделались основой технического прогресса в ряде областей физики и техники.

Почти вся окружающая нас природа состоит из полупроводящих веществ. Многие полупроводниковые материа-

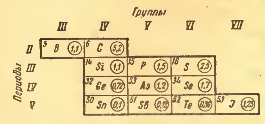


Рис. 38. Положение элементов, обнаруживающих полупроводниковые свойства в периодической системе Д. И. Менделеева.

лы имеются в очень больших количествах. Окислы металлов, сульфиды и теллуриды многих металлов имеют полупроводниковые свойства. В периодической системе Д. И. Менделеева полупроводники образуют компактную группу элементов, показанную на рис. 38. Слева и снизу от полупроводниковых элементов находятся металлы, справа и сверху расположены элементы, которые в твердом состоянии являются диэлектриками. Типичными представителями полупроводников, имеющими широкое применение, являются германий, кремний и теллур.

Германий — один из наиболее важных полупроводниковых элементов. Он расположен в IV группе элементов периодического закона в IV периоде. Ядро атома германия состоит из 32 протонов и 41 нейтрона. 32 электрона в атоме германия расположены таким образом, что на внешней оболочке имеется четыре валентных электрона.

Германий имеет кубическую кристаллическую решетку типа алмаза (см. § 20). Четыре валентных электрона каждого атома германия вступают в химические, так называемые ковалентные связи с электронами соседних атомов,

так что «свободных» электронов в чистом германии нет. Это показано на рис. 39, где видно, что все четыре валентных электрона атома германия находятся в химической связи. Таким образом, чистый германий должен быть хорошим изолятором. Германий весьма рассеян в природе и является поэтому дорогостоящим элементом.

Кремний, имеющий широкое применение, весьма распространен, он составляет 28% земной коры. У атома

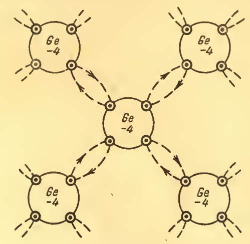


Рис. 39. Четыре валентных электрона в чистом германии или кремнии вступают в химические связи.

кремния 14 электронов окружают ядро и четыре из них, как и у германия, находятся на внешней оболочке. Они также вступают в химические связи с электронами соседних атомов.

Электронные связи в германии и кремнии могут, однако, достаточно легко разрываться уже при сравнительно низких температурах, и у германия, как и у других полупроводников, наблюдается проводимость чистого полупроводника.

Уменьшение электрического сопротивления с повышением температуры является очень важным свойством полупроводников. В этом смысле они ведут себя противоположно обычным металлам (см. § 22).

Зонная теория объяснила возможность существования таких свойств у твердого тела. Если полностью занятая

электронами нижняя зона отделена от ближайшей разрешенной зоны энергий *узкой* энергетической областью, такое тело будет диэлектриком лишь при низких температурах. С повышением температуры *тепловое возбуждение* может перевести электроны, расположенные у верхней границы занятой зоны, в состояния ближайшей зоны проводимости, где имеются свободные уровни. В дальнейшем это тело будет вести себя как обычный проводник. На рис. 40 показано расположение энергетических зон изо-

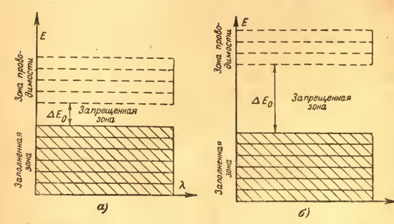


Рис. 40. Расположение энергетических зон у диэлектрика (*б*) и полупроводника (*а*). У диэлектрика запрещенная зона значительно шире, чем у полупроводника.

лятора и полупроводника. У кремния запрещенная зона составляет 1,1 *эв*. Очевидно, что у полупроводников с повышением температуры будет расти число электронов, перешедших вследствие теплового возбуждения в свободную энергетическую зону и участвующих в проводимости. Их сопротивление будет падать с повышением температуры.

Тепловое возбуждение электронов полупроводника из нижней заполненной зоны освобождает «вакантные» уровни в этой зоне.

Появление свободных от электронов энергетических уровней в нижней заполненной зоне имеет большое значение для электрических свойств полупроводника. При уходе электронов, из заполненной зоны в местах, освобожденных после ухода электронов, должен *проявиться избыток положительного заряда*, потому что вещество электрически нейтрально. Как принято теперь говорить, об-

разуется «*положительиая дырка*», которая будет вести себя как положительный заряд, равный по величиие заряду электрона. На это свободное место (дырку) может переместиться соседний электрон, а это равиосильно тому, что переместилась положительиая дырка: оиа появится в иовом месте, откуда ушел электрон. Если, иапример, в ряду кресел в театре имеется свободное крайнее правое место и зрители последовательно пересаживаются иа свободиое место, все происходит так, как будто свободное место движется справа налево, в стороиу, противоположиую перемещеиию зрителей. В электрическом поле электроиы будут переходить иа свободиое место в сторону, противоположную иаправлеиию иапряжеииости электрического поля. Это значит, что положительиая дырка будет перемещаться в направлении напряжеиности электрического поля, т. е. в ту стороиу, куда под действием электрического поля перемещался бы положительный заряд. Электропроводность полупроводиика, обусловлеииую перемещеиием дырок, прииято называть *дырочиой проводимостью*.

Процесс перемещеиия дырок вдоль иаправлеиия иапряжеиности электрического поля происходит по всей массе полупроводиика. Таким образом, в полупроводииках иаряду с обычиой электроииой проводимостью иаблюдается дырочная проводимость.

По поводу возникновеиия дырочиой проводимости иеобходимо сделать одно замечаиие. В современиой кваитовой теории твердого тела доказано, что поведеиие электрона в кристалле существеиио зависит от того, какому эиергетическому уровию в зоие соответствует его эиергия. Если энергия электрона такова, что он расположен *вблизи дна* энергетической зоны, то движение электроиа в кристалле под действием виешнего электрического поля происходит обычиым образом: ои ускоряется в стороиу, *противоположную* напряжеииости виешнего поля. Если же электрои иаходится иа одном из уровией вблизи *верхнего края* разрешеииой зоны эиергий, то ои ускоряется виешним полем *в ту же стороиу*, куда направлеиа иапряжеииость поля. Такой электрои ведет себя иеобычиым образом. Ои движется так, как стала бы двигаться положительиая дырка, ускоряемая виешиим полем вдоль направлеиия иапряжениости. Эти особеииости в поведеиии электроиов связаны с иаличием периодического электрического поля кристалла и объясияют существоваиие двух типов проводимости твердых тел. Следует иметь в виду, что в обоих случаях реальиое движение в кристал-

ле совершают электроны. Однако в зависимости от положения энергетических уровней электронов в зоне электрическое поле по-разному действует на электроны. У некоторых металлов (бериллий, цинк, кадмий) обнаруживается дырочная проводимость. Объяснение этого явления связано с расположением энергетических зон у этих металлов. У кристаллов этих твердых тел энергетические зоны перекрываются (см. рис. 37,*а*). Это означает, что электроны, участвующие в проводимости таких кристаллов, могут возбуждаться внешним полем как на свободные верхние уровни нижней зоны, так и на вакантные уровни, расположенные на дне верхней зоны проводимости. Поведение электронов в этих двух случаях, как указано выше, будет различным. Второй случай соответствует электронной проводимости — электроны, расположенные вблизи дна, ведут себя обычным образом. В первом случае, который наблюдается при перекрытии зон и сравнительно редок, металл обнаруживает дырочную проводимость. Электроны, расположенные у верхнего края нижней зоны, ведут себя под действием внешнего электрического поля как положительные дырки.

Все сказанное выше по поводу двух типов проводимости относилось к химически чистым полупроводникам, технология изготовления которых, в частности кремния, представляет большие трудности.

Для того чтобы возбудить электроны чистого полупроводника и «перебросить» их в зону проводимости, необходимо затратить энергию, равную, по крайней мере, ширине запрещенной зоны. Эта величина является важнейшей характеристикой электрических свойств полупроводника и называется энергией активации собственной проводимости (для кремния она равна 1,1 *эв*).

На рис. 38 в кружках обозначена эта энергия.

Процесс возникновения электропроводности в чистом полупроводнике называется собственной проводимостью. Для многих полупроводниковых устройств оказывается удобнее применять полупроводники, у которых собственная проводимость появляется только при высокой температуре. В этих полупроводниковых приборах проводимость обеспечивается примесями.

27. ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Введение в полупроводник примесей существенным образом влияет на его электрические свойства. Под примеся-

ми подразумевают как атомы или ионы посторонних элементов, внедренных в междуузлия решетки полупроводника, так и различного рода дефекты и искажения в кристаллической решетке: пустые узлы, сдвиги, возникающие при деформациях кристалла, трещины и т. п. Все эти примеси и включения вносят дополнительные изменения в периодическое поле кристалла и влияют на поведение электронов и их энергетические состояния. Если в кристаллическую решетку полупроводника вносятся примесные атомы, то валентные электроны этих атомов имеют энергетические состояния, не размещающиеся в разрешенных энергетических зонах основного кристалла. В результате наличия примесей возникают *примесные энергетические уровни*, расположенные в запрещенной зоне. Примеси могут играть двоякую роль. С одной стороны, они могут служить дополнительными поставщиками электронов в кристалл. С другой стороны, они могут служить центрами для «прилипания» существующих в кристалле электронов. Рассмотрим, например, что произойдет, если в решетке германия один атом германия будет замещен атомом примеси, обладающим пятью валентными электронами (фосфор, мышьяк, сурьма). Четыре электрона примесного атома будут связаны химическими связями с соседними атомами германия, а пятый, «лишний», электрон не может образовать валентную связь, поэтому он слабее связан с ядром и его сравнительно легко перевести в зону проводимости полупроводника. Это показано на рис. 41.

Энергия таких «лишних» валентных электронов несколько меньше, чем энергия, соответствующая нижней границе зоны проводимости. Поэтому энергетические уровни таких примесных электронов располагаются вблизи дна зоны проводимости. Эти уровни *заполнены* некоторым числом n_e электронов. Такие уровни называются донорными, а атомы примесей, поставляющие «лишние» электроны в кристалл полупроводника, называются атомами-донорами. Для перевода электронов с донорных уровней в зону проводимости нужна незначительная энергия ΔE_e, которая может быть получена тепловым возбуждением.

Для кремния энергия ΔE_e составляет 0,054 *эв*, если атомом примеси является мышьяк.

В результате переброса электронов с донорных уровней в зону проводимости в полупроводнике возникает *электронная примесная проводимость* (проводимость n-типа). Полупроводники такого типа называются

электронными или полупроводниками n-типа. На рис. 42 показана схема энергетических уровней полупроводника n-типа.

Предположим теперь, что в решетку германия ввели примесный атом с тремя валентными электронами (бор, алюминий, индий). Такой атом не может сформировать полного комплекта необходимых связей в решетке германия (см.

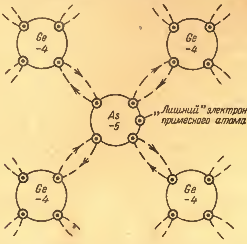


Рис. 41. При внедрении в решетку германия пятивалентного мышьяка пятый, «лишний», электрон примесного атома не образует валентной связи и может быть переведен в зону проводимости полупроводника.

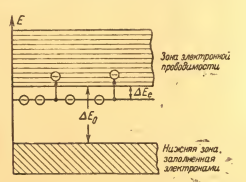


Рис. 42. Схема энергетических уровней полупроводника n-типа. При тепловом возбуждении донорные электроны проводятся в зону проводимости и возникает электронная проводимость.

рис. 39), ибо у него не хватает одного электрона. Но он может насытить все связи, если заимствует электрон у ближайшего атома германия. Тогда на месте ушедшего из атома германия электрона появится положительная дырка, которая будет заполняться электроном из соседнего атома германия. Это показано на рис. 43. Этот процесс последовательного заполнения свободной связи эквивалентен дви-

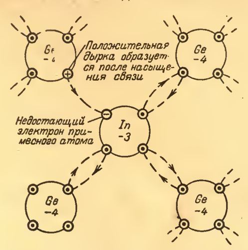


Рис. 43. При введении в решетку германия трехвалентного индия недостающий индию электрон, необходимый для насыщения химических связей, заимствуется у соседнего атома германия, в котором образуется «положительная дырка».

жению дырки в полупроводнике. Такого рода примеси приводят к появлению в запрещенной энергетической зоне примесных энергетических уровней, не занятых электронами. Они называются уровнями прилипания — «захватчиками» или «акцепторными» уровнями. Атомы примесей в этом случае называют атомами-акцепторами. Акцепторные уровни располагаются несколько выше верхнего края заполненной энергетической зоны основного кристалла. Например, в кристаллах кремния при внедрении трехвалентного бора акцепторные уровни лежат на $\Delta E_h = 0{,}08$ *эв* выше заполненной зоны. Эта энергия много меньше общей ширины запрещенной зоны ΔE_0. На языке зонной теории образование дырочной примесной проводимости в таком полупроводнике связано с тем,

что электроны, расположенные у верхнего края нижней заполненной зоны, могут быть переведены на уровни прилипания. В результате нижняя зона будет содержать «вакантные» электронные уровни, проявляющие себя как положительные дырки. Нижняя зона становится **зоной проводимости дырок**. Электроны, заброшенные на акцепторные уровни, не могут изменить своей энергии под действием поля — они «прилипают» к этим уровням. Под дей-

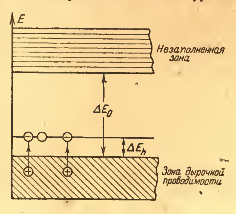


Рис. 44. Схема энергетических уровней полупроводника p-типа. При тепловом возбуждении электроны из заполненной нижней зоны переводятся на свободные акцепторные уровни. Нижняя зона становится зоной проводимости дырок.

ствием электрического поля электроны в нижней зоне будут последовательно заполнять дырки, а это, как мы уже видели, эквивалентно перемещению дырки в направлении, противоположном движению электронов. Описанный тип проводимости называется проводимостью p-типа, а полупроводники с такой проводимостью называются дырочными или полупроводниками p-типа. На рис. 44 показана схема энергетических уровней полупроводника p-типа.

При одновременном введении в полупроводник примесей того и другого типа характер проводимости (n- или p-тип) будет зависеть от того, какие из примесей приведут к повышенной концентрации носителей тока.

Акцепторные энергетические уровни лежат ниже «донорных». Это может приводить к своеобразной «компенсации примесей» — электроны доноров могут опускаться на

свободные уровни акцепторов и произойдет рекомбинация электронов и дырок. Это будет означать, что электроны доноров «закрепятся» на акцепторных атомах и общее число носителей тока в полупроводнике будет уменьшено.

Так, например, если в германии с n-типом проводимости, обусловленной донорными примесями, вводится 10% трехвалентной примеси (от числа доноров), то это эквивалентно убыли донорных примесей на 10%: электроны доноров заполнят дырки, созданные акцепторами. При этом электропроводность германия уменьшится. Наоборот, если в германий p-типа будет введена акцепторная примесь, то его электропроводность увеличится. Это связано с тем, что появятся новые свободные уровни, расположенные у верхнего края заполненной зоны. На эти уровни будут дополнительно переходить электроны из этой зоны и число носителей тока — дырок возрастет.

28. ЭФФЕКТ ХОЛЛА В МЕТАЛЛАХ И ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Число носителей тока в полупроводнике — концентрация электронов или дырок может быть измерена из наблюдений так называемого эффекта Холла. В § 22, рассматривая электропроводность металлов, мы говорили о том, что определение плотности свободных электронов является важной задачей электронной теории металлов. Эта задача решается с помощью измерений константы Холла. Представим себе, что проводник или полупроводник, по которому проходит электрический ток, помещен в магнитное поле с индукцией B, перпендикулярное направлению тока. Если в магнитное поле помещен металл или электронный полупроводник, то электроны, движущиеся в направлении оси X со скоростью v, будут под действием силы Лоренца [см. формулу (13)] отклоняться к верхней поверхности образца (рис. 45,a). На нижней поверхности скопятся положительные заряды. В результате этого возникнет поперечное поле и разность потенциалов Холла, препятствующие отклонению электронов магнитным полем. Когда заряды, скопившиеся на противоположных поверхностях образца, создадут электрическое поле, достаточное для того, чтобы преодолеть внешнее магнитное поле, наступит состояние динамического равновесия:

$$eBv = eE.$$

Разность потенциалов Холла будет равна

$$U = El,$$

где l — линейный размер образца.

Плотность тока в проводнике (или полупроводнике) может быть выражена по формуле (60):

$$i = jS = envld.$$

Используя это соотношение и две предыдущие формулы,

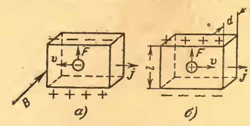


Рис. 45. В проводнике или полупроводнике, помещенном в магнитное поле, возникают поперечное электрическое поле и разность потенциалов Холла, вызванные отклонением электронов *а* (металл или *n*-полупроводник) или дырок *б* (*p*-полупроводник) под действием магнитного поля. Знаки эффекта в обоих случаях противоположны.

можно получить следующее выражение для разности потенциалов эффекта Холла:

$$U = \frac{1}{ne} \frac{Bi}{d}. \quad (69)$$

Величина $\frac{1}{ne}$ называется постоянной Холла R:

$$R = \frac{1}{ne}. \quad (70)$$

В формуле (70) e означает знак и величину заряда носителей тока, а n — плотность носителей тока. Для электронов ($e<0$) знак константы Холла о т р и ц а т е л е н. Измерения постоянной Холла из данных о разности потенциалов [формула (69)] и вычисления ее на основе теории свободных электронов для одновалентных металлов приводят к хорошему совпадению. Например, для одновалентной меди наблюдаемое значение равно $5{,}5 \cdot 10^{-12}$ $в \cdot см^{-1} \cdot а^{-1} \cdot гс^{-1}$, а вычисленное — $7{,}4 \cdot 10^{-12}$ в тех же единицах. Для металлов с дырочной проводимостью (см. § 26) опытным путем обнаружен положительный знак постоянной Холла. Для дырочных полупроводников постоянная Холла также имеет положительный знак. Это связано с тем, что при движении дырок со скоростью v в магнитном поле (рис. 45,б) будет

возникать эффект Холла противоположного направления по сравненню со знаком эффекта в электронном полупроводннке. Заметнм, что формула (70) для полупроводннков содержнт множнтель $\frac{3\pi}{8} = 1{,}77$, связанный со статнстнческнм характером распределення скоростей v носнтелей тока. Такнм образом, измерения постоянной Холла позволяют определнть характер проводнмости полупроводника (n- или p-тнп проводнмостн). По известному значенню константы Холла может быть определена плотность носнтелей заряда. Еслн ток в полупроводннке одновременно переносится электронамн н дырками, константа Холла завнснт от разностн обонх токов. Эффект Холла может оказаться равным нулю, хотя и электроны и дыркн будут по отдельности двнгаться в полупроводннке с достаточно большимн скоростямн. Формула постоянной Холла, учнтывающая участие в проводимостн носителей тока обонх знаков, нмеет более сложный вид и содержнт отношенне подвнжностей электронов и дырок, а также нх концентрацнн:

$$R = \frac{3\pi}{8e} \frac{n_e b^2 - n_h}{(n_e b + n_h)^2}. \qquad (71)$$

Здесь n_e и n_h — концентрацнн электронов и дырок в полупроводнике; b — отношение подвнжностей электронов и дырок (см. § 30).

29. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Выше уже отмечалось, что в отличие от металлов электропроводность полупроводннков возрастает с повышеннем температуры. Для металлов уменьшенне удельной электропроводностн прн нагреванин определяется уменьшением средней длнны свободного пробега электронов (см. § 23), в то время как чнсло носнтелей тока практическн от температуры не зависит. В полупроводниках повышенне температуры прнводнт к увелнченню чнсла носнтелей тока и вместе с тем оказывает влнянне на нх подвнжность в кристаллнческой решетке полупроводннка.

Завнснмость чнсла носителей тока в полупроводннках от температуры может быть представлена следующнм образом:

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon}{2kT}}. \qquad (72)$$

В этой формуле k — постоянная Больцмана ($k = 8{,}6 \cdot 10^{-5}$ *эв/град*) и T — абсолютная температура. В области низких температур осуществляется примесная проводимость, так как количество «собственных» носителей тока при таких температурах невелико. В формуле (72) при этом под n следует понимать число примесных электронов n_e или дырок n_h в 1 $см^3$ полупроводника, а под ε — энергию активации донорных или акцепторных примесей (величины ΔE_e или ΔE_h на рис. 42 и 44). При повышении температуры примесная проводимость растет до тех пор, пока не истощится запас примесных носителей тока. В некотором интервале температур электропроводность полупроводника практически остается неизменной. Это соответствует той области температур, где уже исчерпаны примесные носители тока, но теплового возбуждения еще недостаточно для того, чтобы собственные электроны полупроводника перевести из заполненной зоны в зону проводимости. Для возникновения собственной проводимости электронам полупроводника нужно сообщить энергию, необходимую для преодоления запретной зоны с шириной ΔE_0 — энергией активации собственной проводимости. При нагревании полупроводника в области собственной проводимости одновременно с переводом электрона в зону проводимости возникает дырка в заполненной зоне. Число термически возбужденных «пар» электрон — дырка растет с повышением температуры по закону (72). У германия этот закон принимает следующий вид:

$$n = 4{,}5 \cdot 10^{19} e^{-4390/T}. \qquad (72')$$

При $T = 300°$ К $\quad n = 1{,}7 \cdot 10^{13}$ $см^{-3}$.

При достаточно высокой температуре примесной проводимостью можно пренебречь по сравнению с собственной. С увеличением примесей растет температура, при которой становится существенной собственная проводимость полупроводника. На рис. 46 изображена зависимость логарифма концентрации носителей тока в полупроводнике от температуры. Наклон прямых зависит от энергий активации примесной ($\Delta E_{e,h}$) и собственной проводимости (ΔE_0). Измеряя на опыте тангенс угла наклона прямых, можно определить эти важнейшие характеристики полупроводника.

В температурной области собственной проводимости концентрации электронов и дырок будут одинаковы, ибо электрон и дырка создаются одновременно. Однако подвижность электронов в германии больше подвижности

дырок в 2 раза с лишним. Поэтому чистый германий имеет собственную проводимость n-типа. У кремния и теллуридов (например, PbTe) отношение подвижностей электронов и дырок колеблется в пределах от 2,5 до 4,8. Эти важнейшие для применений полупроводники имеют также собственную проводимость n-типа, что подтверждается измерениями постоянной Холла.

Если в полупроводник, обладающий собственной проводимостью, добавлено незначительное количество донорной

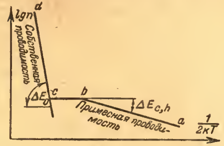


Рис. 46. Графики температурной зависимости концентрации носителей тока в областях примесной и собственной проводимости полупроводника. В переходной области bc число носителей тока не изменяется.

примеси, то это приводит к увеличению концентрации электронов, но вместе с тем и к увеличению рекомбинации дырок с электронами. Таким образом, дело практически сводится к уменьшению числа дырок. При дальнейшем увеличении донорной примеси влияние дырок на электрические свойства полупроводника становится все меньше. Если концентрация примесных носителей тока (того или иного типа) намного превышает число собственных пар носителей тока (электрон — дырка), то электропроводность полупроводника прямо пропорциональна плотности атомов преобладающей примеси. Примесь другого типа при этом практически не оказывает влияния на электропроводность.

30. ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии различных факторов, главным образом температуры, на подвижность носителей тока в полупроводниках.

Подвижностью носителей тока (электрона или дырки) в полупроводнике называется та скорость (v_e или v_h), которую приобретает частица под действием электрического поля с напряженностью в 1 *в/см*:

$$\mu_e = \frac{v_e}{E}; \quad \mu_h = \frac{v_h}{E}. \tag{73}$$

В кристаллах германия, не содержащих структурных дефектов и примесей, подвижность электронов μ_e равна 3 600 *см²/в·сек*, а подвижность дырок $\mu_h = 1\,700$ *см²/в·сек*. Нарушения правильности кристаллической решетки полупроводников ведут к понижению подвижности носителей тока.

Движение электронов и дырок в полупроводниках во многом похоже на движение свободных электронов в металлах. При данной температуре носители тока участвуют в хаотическом тепловом движении, на которое накладывается направленное перемещение — дрейф зарядов, вызванное электрическим полем. Тепловое движение приводит к возможности диффузии электронов и дырок из мест, где концентрация их больше, в места с меньшей концентрацией зарядов. Диффузия частиц является также направленным переносом зарядов, и реальное движение электронов и дырок характеризуется одновременным наличием дрейфа и диффузионного переноса.

В § 23 мы говорили о том, что при движении свободных электронов в металлах при $T \neq 0$ происходит рассеяние электронов на тепловых колебаниях кристаллической решетки. Это рассеяние при нагревании металла обратно пропорционально температуре и приводит к уменьшению средней длины свободного пробега электронов. В полупроводниках подвижность носителей тока также может быть охарактеризована изменением длины пробега электрона или дырки в зависимости от рассеяния, вызванного различными причинами. Рассеяние носителей тока происходит, как и в металлах, на тепловых колебаниях атомов или ионов, составляющих кристаллическую решетку полупроводника. Большую роль в полупроводниках играет рассеяние электронов (или дырок) на примесных включениях. Всевозможные дефекты решетки: трещины, сдвиги и т. п., также приводят к рассеянию носителей тока. В атомных кристаллах, подобных германию, мы имеем дело в основном с двумя первыми процессами рассеяния. Влияние тепловых колебаний решетки на длину свободного пробега

носителей тока в полупроводниках оказывается таким же, как и в металлах, независимо от природы носителей тока:

$$\lambda \equiv \frac{1}{T}.$$

Встречая на своем пути колеблющийся атом, электрон или дырка рассеиваются: электронная волна (см. § 19) создает определенное распределение вероятностей движения частицы в новых направлениях. Расчеты показывают, что рассеяние носителей тока на акустических тепловых колебаниях решетки приводит к следующей зависимости подвижности частиц от температуры:

$$\mu \equiv \frac{1}{T^{3/2}}.$$

При низких температурах рассеяние на тепловых колебаниях играет незначительную роль и преобладает рассеяние на примесных включениях, особенно на ионизированных примесях.

Примесный ион создает вокруг себя кулоновское электрическое поле, ослабленное по сравнению с вакуумом в ε раз, где ε — диэлектрическая проницаемость вещества основного кристалла. Задача о движении заряда в поле этого иона напоминает рассеяние α-частиц в опытах Резерфорда (см. § 15).

Заряд, движущийся в поле иона, тем сильнее отклоняется от своего первоначального направления, чем ближе он проходит мимо иона и чем большее время он испытывает влияние иона, т. е. чем меньше скорость заряда. Для рассеяния на примесных ионах характерно уменьшение рассеяния носителей тока с увеличением скорости движущегося заряда.

Длина свободного пробега носителей тока возрастает с увеличением энергии движущихся зарядов прямо пропорционально квадрату энергии.

Рассеяние носителей тока за счет ионных примесей приводит к зависимости подвижности частиц от температуры следующего вида:

$$\mu \equiv T^{3/2}.$$

Общий вид зависимости подвижности электронов и дырок от температуры для полупроводников с атомными решетками оказывается следующий:

$$\mu = aT^{3/2} + bT^{-3/2}, \qquad (74)$$

где a и b — некоторые постоянные.

При низких температурах основную роль играет первый член, отражающий рассеяние на ионных примесях, при высокой температуре — второй член, соответствующий рассеянию на тепловых колебаниях.

На рис. 47 представлен график зависимости подвижности носителей тока в полупроводнике от температуры. Положение максимума на рис. 47 зависит от концентрации примесей. С увеличением примесей возрастает их роль в рассеянии и максимум подвижности сдвигается в сторону более высоких температур. Помимо ионных примесей рассеяние носителей тока может вызываться атомными примесями и сдвигами пластической деформации внутри кристаллов. Однако влиянием этих эффектов на подвижность электронов и дырок можно пренебречь. Нейтральный атом представляет собой «мишень» для движущегося заряда с площадью порядка 10^{-15} $см^2$. При концентрации примесей 10^{19} $см^{-3}$ общая «площадь рассеяния» будет около 10^4 $см^2$. В условиях такой же концентрации примесей площадь рассеяния на ионах порядка 10^6 $см^2$, а для рассеяния на тепловых колебаниях решетки — порядка 10^7 $см^2$. Таким образом, первый эффект много меньше двух других. Удельная электропроводность полупроводника по закону Ома (59) может быть представлена как плотность тока на единицу напряженности поля. По аналогии с формулой (60) для удельной электропроводности полупроводника может быть получено выражение

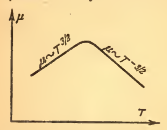


Рис. 47. График зависимости подвижности носителей тока в полупроводнике от температуры. С увеличением ионных примесей максимум сдвигается в сторону высоких температур.

$$\gamma = e(n_e\mu_e + n_h\mu_h), \qquad (75)$$

где e — заряд электрона, n_e и n_h — плотности электронов и дырок в полупроводнике; μ_e и μ_h — соответственно их подвижности.

Удельная электропроводность определяется произведением концентрации носителей тока на их подвижность. В атомных решетках полупроводников (и в ионных при повышенных температурах) подвижность изменяется с температурой по сравнительно медленно изменяющемуся степенному закону (74), а концентрация электронов и дырок

изменяется по экспоненциальному закону (72). Поэтому общий характер зависимости электропроводности от температуры оказывается таким же, как изменение концентрации с ростом температуры (рис. 46). Если концентрация носителей тока остается постоянной (область «истощения» примесной проводимости), температурная зависимость электропроводности определяется характером изменения

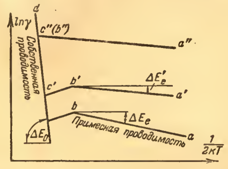


Рис. 48. Общий ход изменения логарифма удельной электропроводности полупроводника в зависимости от температуры.

подвижности с температурой. На рис. 48 представлен график зависимости логарифма удельной электропроводности от температуры. Кривая abc или $a'b'c'$ имеет место, если в области истощения основную роль играет рассеяние носителей тока на тепловых колебаниях решетки, когда подвижность убывает при нагревании. Если имеет место рассеяние на ионизированных примесях, при котором подвижность растет с повышением температуры, то общий ход зависимости электропроводности от температуры выражается верхней кривой $a''b''$ (рис. 48).

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НЕКОТОРЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ УСТРОЙСТВАХ

31. ВЫПРЯМЛЯЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

а) Выпрямление на границе металл — полупроводник

В области физики полупроводников с особой наглядностью проявляется взаимосвязь современной физики с техникой — полупроводники находят большое и все возрастающее применение. Уже давно было известно, что контакт

металла с поверхностью полупроводника выпрямляет переменные токи весьма высоких радиочастот. Это позволило создать кристаллические детекторы и выпрямители радиочастот, а впоследствии усилители (кристадины). Выпрямление на границе металл — полупроводник, односторонняя проводимость контакта, связаны с существованием на поверхности контакта особого барьерного или запирающего слоя, который затрудняет прохождение тока в одном направлении и облегчает движение зарядов в противоположном направлении. Запирающий слой представляет собой тонкий слой вблизи контакта, характеризующийся резким изменением потенциальной энергии электронов на его протяжении. Возникновение такого слоя связано с тем, что по обе его стороны происходит скопление электрических зарядов противоположных знаков. Образуется так называемый двойной электрический слой зарядов, взаимодействующих с теми зарядами, которые проходят через контакт. Двойной слой образует электрическое поле, в котором движется поток электронов. Движение это связано с преодолением определенного потенциального барьера. Если к контакту приложено прямое напряжение, потенциальный барьер уменьшается, сопротивление в этом направлении падает, и ток проходит. При обратном напряжении потенциальный барьер для электронов возрастает, растет сопротивление в этом направлении, и ток не проходит.

Рассмотрим вначале образование двойного слоя и его роль на более простом случае д в у х м е т а л л о в *1* и *2* с различными работами выхода W_1 и W_2 (см. рис. 31), т. е. с различной высотой верхнего заполненного электронами энергетического уровня. Занятые электронами энергетические состояния на рис. 49 заштрихованы. Тотчас после установления контакта поток электронов устремится преимущественно в направлении от *2* к *1*, ибо в металле *2* работа выхода электронов меньше, чем в *1*. В результате границы заполненных энергетических уровней в металлах выравняются и при этом образуется двойной электрический слой зарядов: в металле *2* образуется избыток положительных зарядов ионной решетки, так как электроны из этого металла уйдут в металл *1*, заряжающийся отрицательно (рис. 49,*б*). Перетекание электронов будет происходить до тех пор, пока не наступит равновесие и электрическое поле двойного слоя не воспрепятствует дальнейшему переходу электронов.

Из рис. 31 видно, что металлы с различной работой выхода W имеют разные границы верхних занятых энергетиче-

ских состояний. Эту границу принято называть **у р о в н е м Ф е р м и** по имени итальянского физика Э. Ферми, разработавшего квантовую статистику, которой описываются свойства электронов в металлах (см. § 23). Равновесие, которое наступает при контакте двух или нескольких металлов с разными уровнями Ферми, возможно только в том случае, если этот уровень во всех проводниках имеет одну и ту же величину. Это может быть совершенно строго доказано из общих термодинамических условий равновесия «электронных газов» в контактирующих металлах при по-

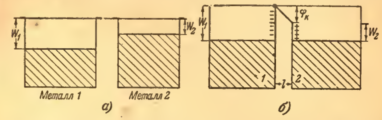


Рис. 49. Контакт двух металлов с различными работами выхода W_1 и W_2. В момент возникновения контакта (*а*) начинается переход электронов в направлении *2—1* и возникает выпрямляющий двойной электрический слой толщиной *l*, приводящий к равновесному состоянию (*б*).

стоянных объеме и температуре. Качественно все сводится к тому, что равенство давлений электронного газа соприкасающихся металлов, необходимое для равновесия, наступает при выравнивании «высот» энергетических уровней электронов подобно тому, как выравниваются высоты уровней жидкости в сообщающихся сосудах. Дело в том, что положение энергетических уровней электронов в твердом теле изменяется, если это тело заряжается. Когда оно приобретает положительный заряд, все энергетические уровни электронов опускаются. Наоборот, при отрицательном заряде, полученном телом, происходит смещение энергетических уровней вверх. Это следует из того, что при движении электрона в поле двойного электрического слоя его потенциальная энергия должна **у м е н ь ш а т ь с я** в направлении от минуса к плюсу.

Когда на границе двух металлов создается контактная разность потенциалов $\varphi_к$ (рис. 49,*б*) и возникает двойной электрический слой, оба металла оказываются противоположно заряженными. В обоих металлах происходит смещение уровней Ферми. К моменту установления равновесия

границы верхних занятых электронами энергетических уровней (уровни Ферми) выравниваются. Двойной электрический слой будет иметь при этом некоторую толщину l (рис. 49,*б*).

Если к такому контакту приложить внешнее напряжение U так, чтобы минус был подан на металл *2*, а плюс на металл *1*, то снова произойдет смещение уровня Ферми в обоих металлах. В результате этого граница занятых электронами состояний в металле *2* окажется на величину U выше, чем в металле *1*, и будут созданы более благоприятные условия для перехода электронов из металла *2*

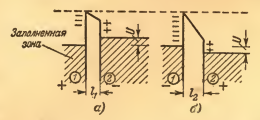


Рис. 50. Действие прямого и обратного напряжений U на контакт двух металлов. Если минус подан на металл *2* (прямое напряжение), уровни Ферми изменяются в металлах так, что электрический ток будет проходить в этом направлении с малым сопротивлением (*а*). Действие обратного запирающего напряжения смещает уровни Ферми так, что электрический ток идет с большим сопротивлением (*б*).

в металл *1*. Электрический ток будет проходить в этом направлении при меньшем сопротивлении. Такое напряжение U, приложенное к контакту, называют прямым. Оно уменьшает эффективную толщину двойного электрического слоя ($l_1 < l$) и контактную разность потенциалов (рис. 50,*а*). Если к контакту приложено обратное напряжение U, т. е. на металл *1* с большей работой выхода подан минус, а к металлу *2* — плюс, то произойдет обратное смещение границ Ферми. Толщина двойного слоя и контактная разность потенциалов возрастут (рис. 50,*б*) ($l_2 > l$). Это напряжение затруднит движение электронов в контактном слое, и электрический ток будет проходить с бо́льшим сопротивлением (рис. 50,*б*).

Контакт двух металлов не дает сколько-нибудь значительного эффекта выпрямления. При тех значениях, которые имеет контактная разность потенциалов у металлов

(порядка 1 *в*), концентрация электронов в металлах незначительно изменяется в процессе перетекания электронов. Только несколько процентов свободных электронов, содержащихся в пограничном слое, переходит из одного металла в другой, и это мало сказывается на сопротивлении контактного слоя. Электрический ток в пограничной области проходит практически почти так же, как по всему объему металлов. Поэтому для получения вентильного эффекта контакт двух металлов не может быть использован. Заметим, кроме того, что для эффекта выпрямления необходимо, чтобы энергия eU электрона в поле приложенного на-

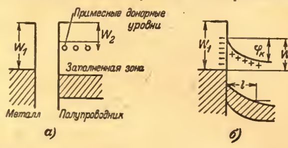


Рис. 51. Контакт металла с большей работой выхода и полупроводника *n*-типа, содержащего донорные уровни (*а*). В результате перехода электронов в металл создается двойной электрический слой толщиной l и дно энергетических зон проводимости полупроводника поднимается (*б*). Действие пропускного напряжения уменьшает двойной слой (на рисунке не показано).

пряжения была больше средней энергии теплового движения электронов (при комнатной температуре эта энергия составляет около 0,026 *эв*). Иначе тепловое движение помешает направленному переносу электронов из одного металла в другой.

На практике использовались выпрямители, где имеется граница металла с полупроводником. Для определенности предположим, что с металлом граничит полупроводник *n*-типа. Расположение границы зоны проводимости металла, нижней полностью заполненной зоны и примесных донорных уровней полупроводника показано на рис. 51,*а*.

Предположим, что работа выхода электронов из металла больше, чем у *n*-полупроводника. Тогда электроны примесных уровней доноров будут переходить из полупроводника в металл и приконтактный слой электронного полупроводника обеднится свободными электронами и заря-

дится положительно. Металл, получивший избыточное количество электронов, заряжается отрицательно. Между металлом и полупроводником образуется двойной электрический слой, подобный тому, который был рассмотрен на границе двух металлов.

Контактная разность потенциалов на границе металл — полупроводник значительно меньше, чем на границе двух металлов. Это связано с относительно малой концентрацией подвижных носителей тока—электронов в полупроводнике. Равновесная толщина двойного электрического слоя в области контакта оказывается значительно большей, чем в случае двух металлов. Границы уровней Ферми в металле и полупроводнике выравниваются при образовании двойного слоя, простирающегося внутрь полупроводника на заметную глубину l (рис. 51,*б*). В случае контакта двух металлов электрические свойства контактного слоя, как мы видели, незначительно отличаются от свойств всего объема металлов. Двойной электрический слой на границе металл — полупроводник по своим свойствам резко отличается от остального объема полупроводника. Важнейшее отличие состоит в том, что потенциальная энергия электронов в этом слое повышается по сравнению с энергией электронов в остальном объеме. Это приводит к тому, что энергетические уровни электронов в энергетических зонах полупроводника вблизи границы поднимаются (рис. 51,*б*). В полупроводнике *n*-типа в стороне, прилегающей к металлу с большей работой выхода, образуется слой с недостаточной концентрацией носителей тока — электронов. Этот слой обладает повышенным удельным сопротивлением и называется запирающим слоем.

Важной особенностью этого слоя, основой выпрямляющего действия контакта металла с полупроводником, является р а з л и ч и е в с о п р о т и в л е н и я х этого слоя для р а з н ы х направлений тока. При пропускном направлении тока, когда минус подан на полупроводник, сопротивление запирающего слоя снижается и ток проходит с малым сопротивлением. Это означает, что двойной электрический слой становится тоньше, создаются облегченные условия для перехода электронов из полупроводников в металл — снижается потенциальный барьер для электронов. При достаточном напряжении на контакте удельное сопротивление электрического двойного слоя выравнивается с сопротивлением остальной массы полупроводника. При противоположном — обратном направлении тока приложенное напряжение приводит к дальнейшему обеднению электрона-

ми части полупроводника, граничащей с металлом. Толщина двойного электрического слоя растет, и сопротивление, которое создает этот слой, продолжает увеличиваться. В этом направлении ток через контакт проходить не будет.

Действие запирающего слоя на границе металла с полупроводником существенно зависит от площади контактной поверхности. Запирающий слой проявляется только при малых размерах контакта. Зависимость величины запирающего слоя от контактной поверхности объясняется неоднородностью примесных включений по объему полупроводника. Имеются небольшие области, где примеси присутствуют, есть области, где их нет. Запирающий слой образуется в местах скопления примесей. Там, где примесей нет, нельзя создать условий для резкого изменения сопротивления— там сопротивления невелики. Если контактная поверхность велика, она «захватывает» объем с различными проводимостями полупроводника. В этом случае всегда найдутся участки, где будет большая электропроводность, которые будут шунтировать запирающий слой и снижать его выпрямляющее действие.

б) Выпрямление на границе электронно-дырочного перехода

Граница соприкосновения двух полупроводников, один из которых имеет электронную, а другой дырочную проводимость, называется электронно-дырочным переходом. Такой *p-n*-переход может существовать в одном и том же кристалле полупроводника, если в нем с помощью соответствующих примесей будут обеспечены области различной (*n* и *p*) проводимости. Обычно области различной проводимости полупроводника получают путем обработки однородных монокристаллов либо при выращивании монокристалла. Так, если при выращивании монокристалла германия в расплав вводить необходимые примеси, то получается монокристалл, в котором имеются последовательно расположенные области с различными типами проводимости. В однородном монокристалле германия *p-n*-переход получается при местной термической обработке. Если германий нагреть до 850° С и затем быстро охладить, то его проводимость будет носить дырочный характер. Если тот же самый образец отжечь в течение нескольких часов при 450° С, то он приобретает электронную проводимость. Внесение примесных центров вызывает в полупроводниках стабильные изменения проводимости заранее предусматриваемого характера. При прохождении через материал тяжелых частиц (протонов, нейтронов, α-частиц) возникает

искусственная радиоактивность. Конечные продукты радиоактивного распада действуют в полупроводнике как примесные центры.

Существование тонкого пограничного слоя, в котором имеет место переход проводимости одного типа в другой, является основой вентильного действия такой границы.

При соприкосновении двух полупроводников с различными типами проводимости начинается образование контактного двойного слоя. Электроны из n-полупроводника будут диффундировать в дырочный полупроводник p. Это

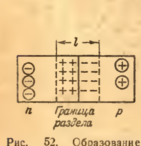


Рис. 52. Образование контактного слоя на границе электронно-дырочного перехода. Диффузия электронов и дырок через границу раздела создает запирающий слой толщиной l.



Рис. 53. Расположение энергетических уровней электронов при контакте электронного и дырочного полупроводников. Потенциальный барьер для электронов высоты φ_k, образующийся на протяжении запирающего слоя толщиной l, связан с различием потенциальной энергии электронов в полупроводниках p и n-типов.

приведет к обеднению электронами n-полупроводника вблизи границы и к образованию избыточного положительного заряда в n-кристалле. Диффузия дырок из p-полупроводника будет происходить в противоположном направлении и усилит образование избыточных электрических зарядов противоположного знака на границе электронно-дырочного перехода. Таким образом создается двойной электрический слой толщины l (рис. 52), который препятствует дальнейшему переходу электронов и дырок через границу раздела двух полупроводников. Этот двойной слой является для носителей тока потенциальным барьером высотой в несколько десятых вольта. Такой барьер электроны и дырки могут преодолеть лишь при очень высокой температуре, порядка тысяч градусов, поэтому контактный слой является для носителей тока запирающим слоем, имеющим повышенное сопротивление.

На рис. 53 изображена схема энергетических уровней электронов и образования двойного запирающего слоя на границе электронно-дырочного перехода. Потенциальная энергия электронов в p-полупроводнике выше уровня потенциальной энергии в полупроводнике n-типа. Разница между высотами уровней энергии электронов в полупроводниках p- и n-типов определяет высоту потенциального барьера $\varphi_к$ для электронов на границе p-n-перехода. Полупроводник с одним p-n-переходом называется диодом.

Действие внешнего электрического поля существенным образом влияет на сопротивление запирающего слоя. Предположим, что n-полупроводник подключен к отрицательному полюсу источника, а плюс подан на p-полупроводник (рис. 54). Тогда под действием электрического поля электроны в n-полупроводнике перемещаются по направлению к границе раздела полупроводников. Дырки в p-полупроводнике под действием того же поля движутся навстречу электронам также к этой границе. При таком пропускном (прямом) направлении тока в полупроводнике толщина запирающего слоя будет непрерывно уменьшаться. Электроны, переходя границу, «заполняют» дырки, и в пограничном слое происходит рекомбинация электронов с дырками. Граница p-n-перехода не будет представлять сопротивления для тока, вызываемого внешним напряжением. Это напряжение необходимо только для того, чтобы поддерживать встречное движение электронов и дырок. Если в области p-проводимости носителей заряда больше, то основная часть тока, проходящего через границу, будет обусловлена дырками.

Если изменить полярность приложенного к полупроводнику напряжения, дырки p-полупроводнике и электроны в n-полупроводнике будут перемещаться от границы раздела в противоположные стороны (рис. 55).

В этом случае около границы раздела будет увеличиваться размер запирающего слоя l_2, в котором концентрация подвижных носителей тока — электронов и дырок будет значительно меньше, чем в остальном объеме полупроводника. В области, обедненной подвижными зарядами, будет возрастать двойной электрический слой неподвижных зарядов противоположного знака. В полупроводнике p-типа вблизи границы будут находиться ионизированные примеси, заряженные отрицательно. По другую сторону от границы в n-полупроводнике соберутся положительно заряженные частицы примесей.

Двойной электрический слой создает поле, направленное в ту же сторону, что и поле внешнего обратного напряжения (рис. 55). Чем больше будет приложенное запирающее напряжение, тем толще двойной слой, обедненный подвижными носителями тока, и вследствие этого тем больше сопротивление такого слоя.

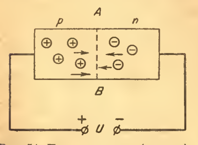


Рис. 54. При пропускном (прямом) направлении тока в полупроводниках с одним p-n-переходом в пограничном слое AB происходит рекомбинация электронов и дырок. Уменьшается толщина запирающего слоя (на рисунке не показан), и сопротивление перехода падает.

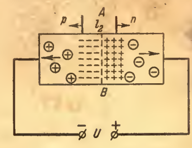


Рис. 55. Когда на n-полупроводник подан плюс (обратное напряжение), электроны и дырки движутся в противоположные стороны от границы электронно-дырочного перехода. Толщина запирающего слоя l_2 возрастает и растет сопротивление перехода.

На рис. 56 изображена схема энергетических уровней электронов в случае, когда на электронно-дырочный переход подается обратное напряжение (плюс подан на n-полупроводник). Толщина запирающего слоя l_2 возрастает и растет высота потенциального барьера $\varphi_к$ для электро-

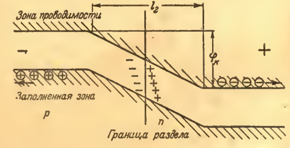


Рис. 56. Расположение энергетических уровней электронов при действии обратного напряжения в полупроводниковом диоде. Потенциальный барьер $\varphi_к$ и толщина двойного слоя возрастают (ср. с рис. 53).

нов, т. е. растет разница потенциальных энергий электронов в полупроводниках *p*- и *n*-типов. Действие обратного напряжения приводит к увеличению сопротивления *p-n*-перехода. При достаточном обратном напряжении запирающий слой представляет собой практически изолятор, в котором отсутствуют подвижные носители тока. Действие прямого, пропускного напряжения приводит, наоборот, к нейтрализации поля двойного слоя, к снижению потенциального барьера на границе *p-n*-перехода (за счет рекомбинации электронов и дырок). В результате сопротивление перехода резко уменьшается и при приложенном переменном напряжении осуществляется односторонняя проводимость, т. е. происходит выпрямление тока.

32. ПОНЯТИЕ О ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРИОДАХ (ТРАНЗИСТОРАХ)

С 1948 г. полупроводниковые устройства, главным образом германиевые приборы, стали применяться для усиления переменных токов и напряжений. Если по выпрямляющему действию германиевые и кремниевые детекторы подобны электронным или ионным диодам, то полупроводниковые кристаллические триоды, усиливающие и модулирующие колебания, выполняют функции электронных триодов. Современные сложные электронные схемы могут быть собраны с помощью полупроводниковых вентилей и триодов без электронных ламп. Такие схемы обладают рядом преимуществ: малые габариты, отсутствие цепей накала, продолжительный срок службы. Чаще всего для устройства полупроводниковых триодов применяются германий и кремний. Это связано с тем, что подвижность носителей тока в германии и кремнии больше, чем в других полупроводниках. Важными свойствами германия и кремния, которые обеспечили им наибольшее применение, являются также их механическая прочность и химическая устойчивость, относительно медленная рекомбинация дырок и электронов: заряженные частицы противоположных знаков «успевают» пройти в этих полупроводниках тонкие слои, порядка 0,01—0,1 *мм*, без воссоединения друг с другом. Полупроводниковые триоды в отличие от диодов содержат два электронно-дырочных перехода.

Простейший, так называемый точечный триод представляет собой небольшой кристалл германия *n*-типа, нижняя часть которого называется **о с н о в н ы м** **у п р а в л я ю-**

щ и м э л е к т р о д о м (базой) и имеет сравнительно большую контактную поверхность (рис. 57).

Сверху на близком расстоянии друг от друга (0,05—0,1 *мм*) помещаются два точечных контакта из тонкой вольфрамовой проволоки, заточенной электролитическим травлением до диаметра 50 *мк*. Входной контакт, называемый эмиттером, представляет собой электрод, проводимость которого больше, чем у основания. Около эмиттера создается запирающий слой. Обычно он включается в прямом направлении и имеет поэтому малое сопротивление. Второй, выходной контакт — к о л л е к т о р является электродом с проводимостью меньшей, чем у основания. Запирающий слой, к нему прилегающий, включается в обратном направлении и имеет большое сопротивление.

Когда на эмиттер подается импульс напряжения в пропускном направлении, дырки из эмиттерного контакта *p*-слоя германия проникают в область базового электрода *n*-германия. Действие полупроводникового кристаллического триода тесно связано с тем, что ток из эмиттера представляет собой в основном поток положительных дырок[1]. Проникновение дырок в область базы называется впрыскиванием (инжекцией) дырок. За счет диффузии, а также под действием электрического поля в германиевом кристалле, созданного электронами тока, текущего через коллектор, впрыснутые дырки перемещаются к коллектору. На рис. 58 показано движение дырок после импульса напряжения на эмиттере в пропускном направлении. Время рекомбинации дырок с электронами в германии порядка 1 000 *мксек*, и оно достаточно для того, чтобы дырки даже только за счет диффузии успели пройти расстояние между электродами *Э* и *К* (рис. 57). Ток через базовый, средний слой германия *n*-типа осуществляется таким образом не за счет основных носителей тока в полупроводнике *n*-типа, а за счет дырок, инжектированных из *p*-слоя эмиттера.

Величина потока дырок, эмиттируемых в германии *n*-типа, зависит от электропроводности *n*-германия и может управляться напряжением между эмиттером и основанием.

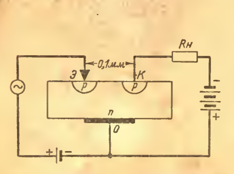
Запирающий слой коллектора обладает высоким сопротивлением для электронов, поступающих к нему из *n*-германия, и вместе с тем свободно пропускает дырки в этом направлении. На языке зонной теории это означает, что электроны будут переходить с высоких энергетических

---

[1] Такие кристаллические триоды часто называются транзисторами (от английских слов: transfer и resistor).

уровней типа p на дырочные уровни низкой потенциальной энергии типа n, т. е. будут «падать» с потенциального барьера некоторой высоты. Снижение потенциального барьера у коллектора повышает проводимость электронно-дырочного p-n-перехода у электрода K.

Инжекция дырок эмиттером понижает сопротивление p-n-перехода у коллектора, изменяет потенциальный барьер вблизи коллектора таким образом, что происходит



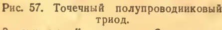


Рис. 57. Точечный полупроводниковый триод.

$Э$ — эмиттер; K — коллектор; O — основание; $R_н$ — сопротивление нагрузки в цепи коллектора, с которого снимается напряжение. В цепь эмиттера включен генератор сигналов. В результате инжекции дырок эмиттером бо́льшая часть напряжения в цепи коллектора приходится на нагрузочное сопротивление и сигнал эмиттера усиливается.



Рис. 58. Движение инжектированных дырок после импульса напряжения на эмиттере. Впрыснутые дырки движутся к коллектору под действием поля, созданного током, текущим через коллектор.

резкое повышение его проводимости. Напряжение в цепи коллектора перераспределяется так, что большая часть его приходится на сопротивление нагрузки, и сигнал эмиттера усиливается. Усиление сигнала по мощности может быть получено весьма значительное — 50—60 *дб*. Полупроводниковые усилители с точечными контактами дают значительное усиление, но выходные мощности этих триодов недостаточны.

Более мощными являются плоскостные полупроводниковые триоды. Для их изготовления выращивают монокристалл германия, в котором по ходу кристаллизации введением примесей создают или прослойку n-германия между двумя частями p-германия, или, наоборот, слой p-германия между двумя частями n-германия. В зависимости от этого различаются триоды на основе n-полупроводника типа p—n—p, либо триоды на основе p-полупроводника типа n—p—n.

Принцип действия плоскостного триода остается таким же, как и у усилителей с точечными контактами. В триоде p—n—p-типа эмиттер из p-германия обладает малым сопротивлением, а коллектор того же p-типа имеет большое сопротивление. Промежуточный слой из n-германия соединен с основным электродом (рис. 59). Инжектированные эмиттером дырки с помощью диффузии проходят в запорный слой на границе с коллектором и этим обеспечивается усиление. Плоскостные триоды имеют выходные мощности

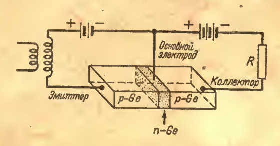


Рис. 59. Схема устройства и включения плоскостного полупроводникового триода с p-n-p-переходами.

до 2 *вт*, а по последним данным до 20 *вт*. Большим преимуществом плоскостных триодов является снижение уровня шумов по сравнению с точечными усилителями. Дело в том, что одним из серьезных недостатков полупроводниковых диодов и триодов являются большие шумы по сравнению с шумами электронных ламп. Снижение уровня шумов и исследование их природы составляет одну из серьезных задач физики и техники полупроводников.

Серьезным недостатком полупроводниковых триодов является также существование определенного температурного интервала, в котором практически можно осуществлять устойчивый режим и эффективную работу этих приборов. Для германия температура перехода к области собственной проводности (см. § 26) составляет около 100° С. Вблизи этой температуры становится затруднительным управлять числом носителей тока: в объеме полупроводника возрастают концентрация собственных носителей тока и энергия их теплового движения. Для эффекта усиления совершенно необходима возможность управления потоком носителей. Поэтому температура перехода к собственной проводимости является верхним пределом работы полупроводниковых триодов. В силу ряда обстоятельств

максимальная предельная рабочая температура оказывается ниже 100° С и лежит в интервале от 55 до 75° С.

В области низких температур лежит нижний предел рабочей температуры приборов. При достаточно низкой температуре энергия теплового возбуждения оказывается недостаточной для освобождения в объеме полупроводника нужного числа носителей тока. Это приводит к росту сопротивления прибора и ведет к нарушению режима его работы. Для обычных полупроводниковых триодов нижний предел рабочей температуры лежит около —55° С.

Выпрямление и усиление в полупроводниковых приборах связаны с движением в них носителей тока подобно тому как это имеет место в электронных вакуумных лампах. В настоящее время можно говорить об успешном развитии новой области электроники—полупроводниковой электронике.

33. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ (ТРАНЗИСТОРАХ)

Контактные явления на границе двух металлов (см. § 31) приобретают особый интерес, когда имеется замкнутая цепь, состоящая из двух различных металлов. Если в такой цепи нагревать один из контактов, например *1* (рис. 60), то в цепи возникает э. д. с. и потечет электрический ток. В таких случаях говорят о т е р м о-э. д. с. Природа термо-э. д. с. связана с тем, что контактные разности потенциалов в спаях с температурами T_1 и T_2 оказываются р а з л и ч н ы м и. Это приводит к появлению разности потенциалов между спаями, которая пропорциональна разности температур обоих спаев. Термо-э. д. с., которую можно получить в спаях двух металлов, например платины и железа, равна 1,9 *мв*, если разность температур горячего и холодного спая составляет 100° С. Систему из двух спаянных металлов, дающую термо-э. д. с., так называемый термоэлемент, можно использовать для превращения части тепла, нагревающего горячий спай, в электрическую энергию. Однако значительная часть тепла при этом отдается холодным спаем окружающей среде. За счет теплопроводности, а также потерь электрической энергии внутри самого термоэлемента бесполезные потери тепла, полученного горячим спаем, очень велики и к. п. д. термоэлементов, изготовленных из металлов, не превышает 0,5%. Поэтому такие термоэлементы в виде термопар применяются в ос-

новном для измерения температур и непригодны в качестве генераторов электрической энергии.

Существенно другую картину дают в этом смысле полупроводники. Дело в том, что у металлов, как мы видели (§ 23), число свободных электронов и их энергия практически не зависят от температуры. Появление разности температур на двух спаях металлов создает незначительные разности потенциалов. Основным отличием полупроводников является достаточно резкое увеличение числа носителей тока (электронов и дырок) при возрастании температуры. Энергия свободных электронов (и дырок) в полупроводнике также увеличивается при нагревании. Это приводит к высоким термо-э. д. с. в полупроводниках и позволяет реально осуществлять задачу непосредственного получения электрической энергии с помощью тепла.



Рис. 60. Схема термоэлемента, изготовлениого из двух металлов. Температуры спаев T_1 и T_2 отличаются друг от друга и в замкнутой цепи возникает термоэлектрический ток.

Если в электронном полупроводнике создается разность температур, то в местах с высокой температурой создается бóльшая концентрация свободных электронов и увеличивается скорость их движения. Электроны перемещаются из этих участков полупроводника в более холодные места. Горячий конец полупроводника заряжается положительно, холодный — отрицательно и между горячим и холодным концами возникает разность потенциалов. В дырочном полупроводнике нагретые участки будут заряжены отрицательно, а холодные — положительно. Если полупроводник изолирован, то с ростом разности потенциалов, вызванной различием температур, внутри полупроводника будет возрастать электрическое поле, препятствующее движению зарядов от горячих участков к холодным. В результате совместного действия разности температур и этого поля в полупроводнике установится равновесие, соответствующее определенной разности потенциалов между нагретым и холодным участками полупроводника. Эта разность потенциалов в десятки и сотни раз больше, чем в металлах, и достигает 10^{-3} *в* на один градус разности температур.

Если полупроводник, в котором создана разность температур, включен в замкнутую электрическую цепь, то под влиянием возникшей термо-э. д. с. создается ток и в цепи выделяется электрическая энергия. Коэффициент полезного действия полупроводниковых термоэлементов доходит до 6—7%. Простота устройства полупроводниковых термоэлектрических генераторов, малые их размеры, сравнительная устойчивость работы термоэлементов из полупроводников обеспечивают им большое применение в тех местах, где отсутствуют электростанции. В частности, для радиофикации сельских районов в СССР с успехом приме-

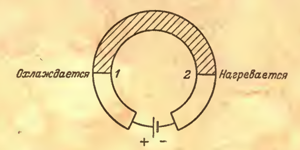


Рис. 61. Пропускание электрического тока через спай двух металлов приводит к нагреванию одного спая и охлаждению другого.

няется термоэлектрогенератор ТГК-3. Источником тепла в нем являются горячие газы керосиновой лампы, нагревающие внутренние спаи термоэлектрической батареи до 300—350° С. Температура наружных спаев доходит до 60° С. Разность температур в 250—300° С создает такое количество электроэнергии, которого хватает для питания колхозных радиоприемников. Более мощные термоэлектрические генераторы, использующие тепло от керогаза, питают электроэнергией радиостанции «Урожай», применяемые в МТС, совхозах и колхозах.

При пропускании электрического тока через цепь, состоящую из двух спаянных металлов, наблюдается явление, в некотором смысле прямо противоположное образованию термо-э. д. с. за счет разности температур спаев. Кроме обычного нагревания металлов электрическим током, происходит добавочное выделение тепла в одном из спаев, в то время как другой спай охлаждается (рис. 61). При этом нагревание данного спая происходит в том случае, если ток, проходящий через спай, по направлению

совпадает с направлением термоэлектрического тока, возникающего при охлаждении этого спая (ср. рис. 60 и 61).

Для того чтобы понять это явление, нужно вспомнить, что контактная разность потенциалов в местах соприкосновения двух металлов зависит от различных концентраций в них свободных электронов. Контактная разность потенциалов растет при нагревании проводников электрическим током. Когда электроны проходят через спай, они будут либо ускоряться, либо замедляться. В одном случае (первый спай на рис. 61) электроны получают от кристаллической решетки металла добавочную энергию и ускоряются. Температура этого спая понижается потому, что часть энергии решетки отдается электронам. В другом случае (второй спай на рис. 61) электроны отдают часть своей энергии металлу, поэтому температура этого спая повышается. Если изменить направление тока, то первый спай будет нагреваться, а второй охлаждаться. Количество выделенного или поглощенного тепла пропорционально току, проходящему через спаи.

Это явление может быть использовано для устройства холодильной машины. Однако в случае металлов к. п. д. такой машины очень мал из-за малости самого эффекта и больших потерь тепла. Разность температур, которая создается таким образом, и количество тепла, которое ток отнимает от охлажденного им спая и сообщает нагреваемому, определяются теми же величинами, что и к. п. д. термоэлемента. Это означает, что, применяя полупроводники, дающие, как мы видели, заметный к. п. д. термоэлемента, можно получить значительную холодопроизводительность в холодильнике. Если температуру нагреваемого спая поддерживать близкой к комнатной и отводить от него выделяемое тепло, то второй спай и окружающий его воздух в холодильном шкафу могут быть значительно охлаждены. На этом принципе работают домашние холодильники «Днепр». Эти холодильники выгодно отличаются простотой устройства от других типов холодильных устройств.

34. ФОТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ФОТОДИОДЫ (ФОТОТРАНЗИСТОРЫ)

Появление носителей тока в полупроводниках может быть вызвано не только нагреванием. Энергия, освобождающая электроны и дырки в полупроводниках, может быть доставлена поглощением света, а также облучением

быстрыми электронами, α-частицами и другими частицами. Если энергия поглощаемого кванта света $h\nu$ (см. § 12) больше энергии активации собственной или примесной проводимости (§ 26 и 27), то электроны (или дырки) переходят в зону проводимости полупроводника и участвуют в создании тока. Проводимость, обусловленная появлением этих электронов или дырок, называется фотопроводимостью. Не все заряды, освобожденные светом, будут участвовать в проводимости. Часть из них присоединяется к атомам примеси и возвращается вновь на места, оставленные другими зарядами. Тем не менее, в результате облучения полупроводника светом достаточной частоты концентрация свободных носителей тока возрастает и его электропроводность увеличивается. Оказывается, что знак зарядов, их подвижность и другие свойства «световых» носителей тока обыкновенно совпадают со свойствами обычных «темновых» носителей. Об этом, в частности, свидетельствуют измерения постоянной Холла. Для многих полупроводников энергии кванта видимого света (около 2 *эв*) оказывается достаточно для перевода зарядов в зону проводимости полупроводника и увеличения его электропроводности. Однако существуют светочувствительные полупроводники, у которых повышение электропроводности вызывается облучением светом очень малых частот, лежащих в далекой инфракрасной области спектра. Такое тепловое излучение, как мы видели (см. § 11), вызывается нагретыми телами. Тем самым присутствие даже слабо нагретых тел может быть обнаружено на больших расстояниях по тому действию, которое оказывает их излучение: в электрической цепи со светочувствительным полупроводником возрастает электропроводность. Возрастание тока с помощью усилителей может быть доведено до величин, дающих сигнал о том, что обнаружено нагретое и излучающее тело.

Фотопроводимость, возрастание электропроводности, вызванное облучением, приводит к быстрому уменьшению сопротивления. Фотоэффект, как известно, происходит практически безынерционно (см. § 11). На явлении фотопроводимости или внутреннего фотоэффекта основаны приборы, называемые фотосопротивлениями, и фотоэлементы с внутренним фотоэффектом [1].

[1] Облучение полупроводника светом достаточно большой частоты вызывает обычный внешний фотоэффект — вырывание электронов из полупроводника.

Фотосопротивление представляет собой стеклянную пластинку, на которую нанесен тонкий слой полупроводника B (рис. 62). На поверхности укреплены токоподводящие электроды M. Все это покрыто прозрачным лаком. Для фотосопротивлений характерна нелинейная зависимость фототока от светового потока при больших освещенностях. Недостатком фотосопротивлений является зависимость их свойств от температуры.

Для создания фотосопротивлений в области видимого спектра применяются сернистый кадмий, сернистый таллий, в инфракрасной области — селенистый и теллуристый свинец. Фотосопротивления широко применяются в звуковом кино, для сигнализации, в телевидении, автоматике и телемеханике. Они позволяют управлять на расстоянии процессами производства, автоматически отличать нарушения нормального хода процесса и останавливать в этих случаях процесс. Для этой цели между источником света и фотосопротивлением помещается какой-либо указатель нормального хода процесса. При нарушениях процесса увеличивается поток света, попадающего на фотоэлемент, и создается ток, выключающий весь процесс. Фотосопротивления применяются для сортировки массовой продукции на производстве по их размерам и окраске. Пучок света падает на фотоэлемент, отразившись от одного из сортируемых предметов, которые непрерывно подаются на конвейер. Окраска изделия или его размер определяет световой поток, попадающий на фотоэлемент, и, следовательно, фототок. Можно устроить так, чтобы в зависимости от силы фототока изделие сбрасывалось с конвейера в тот или иной ящик.

Практически важным примером использования фотопроводимости являются вентильные твердые фотоэлементы с запирающим слоем. На рис. 63 изображен такой фотоэлемент. Он представляет собой две соприкасающиеся друг с другом пластинки, изготовленные из металла и его окиси (полупроводник), покрытые сверху тонким прозрачным слоем металла. Пограничный слой между металлом и его окисью обладает выпрямляющим свойством, он позволяет электронам проходить лишь в направлении от окиси металла к металлу (например, от закиси меди к меди). Под действием света возникает поток электронов, идущий только от полупроводника к металлу. Никакого внешнего напряжения для управления потоком электронов при этом не требуется. Вентильный фотоэлемент является устройством, которое превращает свет в электрическую энергию.

Изменения интенсивности света и его окраски (изменения спектрального состава света) преобразуются в таком фотоэлементе в электрические токи. Свет, по возможности, должен действовать на весь объем активного вещества прибора.

Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом обладают известной инерционностью. Фототок не сразу достигает максимума при освещении и не сразу спадает до темнового тока при включении света.

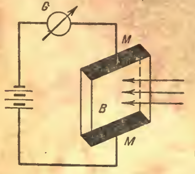


Рис. 62. Устройство фотосопротивления.

В последнее время большое распространение получают фоточувствительные полупроводниковые приборы, обладающие рядом преимуществ по сравнению с вакуумными фотоэлементами (механическая прочность, бесшумность, высокая чувствительность к различным областям спектра). В этих приборах, которые по своей конструкции относятся к полупроводниковым диодам p-n-типа, свет используется в качестве управляющего элемента. Такие приборы называются часто фототранзисторами. Падающий на фототранзистор свет оказывает действие, аналогичное эмиттеру. Поэтому подобные приборы часто причисляют к категории полупроводниковых триодов. Действие таких приборов основано на том, что освещение p-n-перехода увеличивает концентрацию свободных носителей тока и приводит к резкому понижению сопротивления p-n-перехода. Свет выбрасывает электроны, а дырки уменьшают сопротивление запирающего слоя. В результате увеличивается ток, протекающий через p-n-переход под действием некоторой разности потенциалов. Конструктивно такие устройства изготовляются в виде точечных и плоскостных приборов (см. § 32). Фототранзистор, изготовленный в виде точечного фотодиода, изображен на рис. 64.

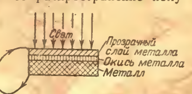


Рис. 63. Вентильный фотоэлемент с запирающим слоем.

Светочувствительной областью является пластинка из

германия, находящаяся в контакте с иглой из фосфористой бронзы. Максимальную чувствительность к свету имеет точка, противоположная месту касания германия с иглой. Линза фокусирует свет точно на эту точку. Электродами германиевого фотоэлемента служат металлический шрифт и корпус.



Рис. 64. Фототранзистор, изготовленный в виде точечного фотодиода с одним p-n-переходом.

Плоскостной германиевый фотоэлемент с одним p-n-переходом изображен на фиг. 65. Фоточувствительной областью в нем служит сам p-n-переход.

Свет проходит сквозь прозрачный пластмассовый корпус, в котором находится фотоэлемент. Линза фокусирует свет непосредственно на p-n-переход. Облучение перехода вызывает увеличение коллекторного тока за счет возникших носителей тока — электронов и дырок. Для плоскостных фотоэлементов один квант света создает в лучшем случае одну пару электрон—дырка. Если эта пара возникает вблизи p-n-перехода, свободные носители тока попадают на коллектор до рекомбинации и поддерживают фототок. Существуют фототранзисторы с несколькими p-n-переходами, в которых один квант может создать более одной пары зарядов. В таких приборах ток соответственно возрастает.

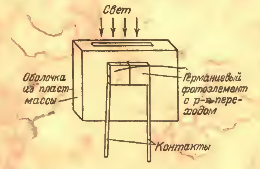


Рис. 65. Плоскостной германиевый фотоэлемент с одним p-n-переходом.

ЛИТЕРАТУРА

Вавилов С. И., Глаз и солнце, изд. 5-е, Изд. АН СССР, 1950.
Вавилов С. И., Микроструктура света, Изд. АН СССР, 1950.
Иоффе А. Ф., Полупроводники в современной физике, Изд. АН СССР, 1956.
Борн Макс, Современная физика, ОНТИ, 1935.
Тимирязев А. К., Кинетическая теория материи, Учпедгиз, 1939.
Блох Е., Кинетическая теория газов, ОНТИ, 1932.
Штрауф Е. А., Молекулярная физика, Гостехиздат, 1949.
Блэквуд О., Очерки по физике атома, Гостехиздат, 1941.
Милликен Р., Электроны, протоны, фотоны, нейтроны и космические лучи, ОНТИ, 1939.
Гаривелл Дж. П. и Ливингуд Дж. Дж., Экспериментальная атомная физика, ОНТИ, 1936.
Гааз А., Введение в теоретическую физику, т. II, ОНТИ, 1936.
Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 1, Гостехиздат, 1949.
Путилов К. А., Фабрикант В. А., Курс физики, т. III, Гостехиздат, 1945.
Чечулин А. А., Волновые процессы, оптика, ядерная физика, Гостехиздат, 1954.
Френкель Я. И., Введение в теорию металлов, изд. 3-е, Гостехиздат, 1956.
Ферми Э., Молекулы и кристаллы, Изд. иностр. литературы, 1947.
Зейтц Ф., Физика металлов, Гостехиздат, 1947.
Юм-Розери В., Электроны и металлы. Металлургиздат, 1949.
Волькенштейн Ф. Ф., Электропроводность полупроводников, Гостехиздат, 1947.
Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, Гостехиздат, 1957.
Кобленц А. и Оуэн Г., Транзисторы, Теория и применения, Изд. иностр. литературы, 1956.
Герлих П., Фотоэлементы, Гостехиздат, 1948.
Шалыт С. С., Электропроводность полупроводников, Л. Д. Н. Т. II., 1957.

СОДЕРЖАНИЕ